



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ingeniería

TESIS DE INGENIERÍA MECÁNICA

Presentada por:

Leonardo Horacio SÁNCHEZ

***PROPAGACIÓN DE PERTURBACIONES
PULSANTES EN FLUJOS CONVECTIVOS
SOMETIDOS A FUERZAS ELÉCTRICAS***

Director:

Dr. Ing. Guillermo ARTANA

Noviembre del 2001

CONTENIDOS

INTRODUCCIÓN	6
 1 – GENERALIDADES SOBRE CHORROS.....	10
1.1 – INTRODUCCIÓN	11
1.2 – DEFINICIÓN DE CHORRO	11
1.2.1 – Estabilidad de un chorro.....	11
1.2.2 – Chorros sin excitación y con excitación	13
1.3 – CHORROS LÍQUIDOS SIN EXCITACIÓN	13
1.3.1 – Tipos de ruptura en función de la velocidad.....	13
1.3.2 – Longitud de ruptura de un chorro líquido.....	17
1.3.3 – Reseña histórica del estudio de inestabilidades en chorros sin excitación	18
1.3.3.1 – Chorros no viscosos en el vacío	19
1.3.3.2 – Efecto de la viscosidad.....	21
1.3.3.3 – Efecto de la velocidad del chorro y de la interacción con el medio circundante	22
1.3.3.4 – Efectos no lineales.....	24
1.3.4 – Descripción de los diferentes modos que pueden ocurrir en chorros sin excitación	24
1.4 – CHORROS LÍQUIDOS EXCITADOS ACÚSTICAMENTE	26
1.4.1 – Ruptura normal.....	27
1.4.2 – Ruptura con gota satélite (efectos no lineales)	28
1.4.3 – Ruptura anormal (efectos no lineales).....	30
1.4.3.1 – Ruptura con múltiples gotas.....	30
1.4.3.2 – Ruptura con múltiples filas de gotas	31
1.4.4 – Inestabilidades en chorros excitados acústicamente.....	32
1.4.5 - Diferentes modos en chorros con excitación acústica.....	32
1.5 – CHORROS LÍQUIDOS EXCITADOS ELÉCTRICAMENTE.....	33
1.5.1 – Distintas formas de excitación eléctrica	34
1.5.1.1 – Excitación por conducción	34
1.5.1.2 – Excitación por influencia	35
1.5.1.3 – Excitación por inyección de carga.....	36

1.5.1.4 – Excitación por impacto de iones.....	37
1.5.2 – Inestabilidades en chorros excitados eléctricamente	38
1.5.3 – Regímenes en chorros electrificados	38
1.5.3.1 – Régimen de goteo.....	38
1.5.3.2 – Regímenes con formación de conos de Taylor.....	40
1.5.3.2.1 - Régimen de cono-chorro	40
1.5.3.2.2 – Régimen de micro goteo	42
1.5.3.3 – Régimen de chorros simple y ramificado	43
1.5.3.4 – Régimen “ahusado”	44
1.5.3.5 – Pasaje de uno a otro régimen.....	45
1.6 – INTERÉS DEL ESTUDIO SOBRE CHORROS. APLICACIONES.....	45
1.6.1 – Formación de gotas en el proceso Sol-Gel	46
1.6.2 – Formación de fibras metálicas.....	46
1.6.3 – Pulverización de pesticidas.....	47
1.6.4 – Pulverización de pinturas	47
1.6.5 – Impresoras de chorro de tinta	48
1.6.6 – Producción de polvos metálicos	48
1.6.7 – Atomización de combustibles.....	48
1.7 – CONCLUSIONES.....	49
REFERENCIAS	51
BIBLIOGRAFÍA	55
2 – MARCO TEÓRICO DE LAS EXPERIENCIAS	56
2.1 – INTRODUCCIÓN	57
2.2 – TEORÍA DE INESTABILIDADES EN GENERAL.....	57
2.2.1 – Definición y estudio de inestabilidades	58
2.2.2 – Análisis lineal y no lineal	59
2.2.3 – Análisis temporal y espacial.....	61
2.2.4 – Inestabilidades absoluta y convectiva.....	63

2.2.5 – Inestabilidades local y global	70
2.3 – PROPAGACIÓN DE UN PULSO.....	74
2.4 – EFECTO DE UN CAMPO ELÉCTRICO EN LA RESPUESTA DE UN CHORRO LÍQUIDO FRENTE A UNA PERTURBACIÓN TIPO PULSO	76
2.4.1 – Geometría del problema e hipótesis simplificadoras	77
2.4.2 – Ecuación de dispersión y sistema de ecuaciones del paquete de ondas.....	78
2.4.3 – Previsiones teóricas	80
2.5 – OBJETIVO DEL TRABAJO	84
2.6 – CONCLUSIONES.....	85
REFERENCIAS	88
3 - MONTAJE EXPERIMENTAL	91
3.1 – INTRODUCCIÓN	92
3.2 – SISTEMA DE FORMACIÓN DEL CHORRO.....	93
3.3 – DISPOSITIVO DE DESPLAZAMIENTO ESPACIAL DEL CHORRO	96
3.4 – SISTEMA DE EXCITACIÓN DEL CHORRO	99
3.5 – SISTEMA DE ELECTRIFICACIÓN	99
3.6 – SISTEMA DE MEDIDA Y ADQUISICIÓN DE SEÑALES	100
3.6.1 – Estimación de la escala tensión - amplitud de perturbación.....	105
3.6.2 – Precisión del sistema de medida de perturbaciones.....	107
3.7 – ESQUEMA Y VISTA DEL MONTAJE EN CONJUNTO	108
REFERENCIAS	110
ANEXO 3.1 – ESPECIFICACIONES TÉCNICAS DE EQUIPOS.....	111
4 – ESTUDIO EXPERIMENTAL.....	115
4.1 – INTRODUCCIÓN	116
4.2 – LÍMITES EXPERIMENTALES	116

4.2.1 – Límites de velocidad del chorro	117
4.2.2 – Limitaciones a las posiciones de medición según la coordenada axial	118
4.2.3 – Límites de la frecuencia de excitación acústica.....	119
4.2.4 – Límite de la excitación eléctrica. Descarga corona.	120
4.3 – TRATAMIENTO DE SEÑALES.....	121
4.3.1 – Determinación de las tasas de crecimiento.....	123
4.3.2 – Determinación de la extensión del paquete de ondas	124
4.4 – RESULTADOS Y DISCUSIÓN	126
4.4.1 – Señales características	126
4.4.1.1 – Efecto del movimiento del piezoeléctrico	127
4.4.1.2 – Forma de las señales características	128
4.4.1.3 – Amplitudes de las señales características	128
4.4.1.4 – Espectro de frecuencias de las señales características	129
4.4.2 – Tasas de crecimiento máximas.....	130
4.4.3 – Límites del paquete de ondas	136
4.4.3.1 – Medición directa sobre el gráfico	136
4.4.3.2 – Medición a partir de la función de ajuste	137
4.5 – CONCLUSIONES.....	140
REFERENCIAS	142
ANEXO 4.I – GRÁFICOS PARA LA EVALUACIÓN DE TASAS DE CRECIMIENTO.....	143
CONCLUSIONES	149

INTRODUCCIÓN

Los chorros líquidos son usados en diversos procesos industriales y maquinarias cuando se desea, entre otros objetivos, aumentar la relación superficie - volumen, dirigir el líquido hacia un blanco determinado, transferir energía entre el líquido y un sólido, o la formación de un hilo a partir de un material fundido.

En algunas de estas aplicaciones se desea que el chorro rompa en gotas, mientras que en otras se busca que el flujo permanezca en su configuración inicial. La presencia en el flujo de perturbaciones libres o forzadas (por diversos medios), que crecen en el espacio y en el tiempo, es la causa de la inestabilidad del mismo y de su consecuente ruptura. El estudio de inestabilidades constituye la herramienta que permite estimar si la ruptura se produce o no, dados los parámetros de interés correspondientes al escurrimiento, y en el caso de producirse la ruptura predecir las características de las gotas que se forman.

El carácter inestable de un flujo puede ser clasificado de diversas maneras de acuerdo a la evolución que muestran las perturbaciones. Una de estas posibles clasificaciones es la de flujo convectiva o absolutamente inestable, en donde para el primer caso la perturbación crece alejándose aguas abajo de la fuente de perturbación, y en el segundo crece aguas abajo y aguas arriba de la fuente.

El análisis de la evolución de una perturbación infinitesimal en el espacio y en el tiempo, es según algunos autores el medio adecuado para establecer la anterior clasificación, y es para este caso en donde se aprecia su relevancia. De tal estudio surgen predicciones tales como la velocidad de propagación y los límites del paquete de ondas resultante de la descomposición de la perturbación, y la tasa de crecimiento espacio – temporal.

La excitación de la superficie del chorro por medio de fuerzas eléctricas, proporciona un medio de control para la evolución de las perturbaciones, pudiéndose gobernar el carácter

inestable del mismo, los parámetros de las gotas formadas luego de la ruptura, y eventualmente la trayectoria de las mismas.

Para el presente trabajo, de particular importancia son las modificaciones que por este medio de excitación, pueden producirse para el caso de un chorro convectivamente inestable, sometido a perturbaciones tipo pulso excitadas acústicamente, en términos de la tasa de crecimiento y de la expansión de los límites del paquete de ondas. Con este trabajo se pretende realizar un análisis experimental de la dinámica de este tipo de escurrimientos. Los resultados de este estudio, revisten importancia tanto desde un punto de vista práctico como fundamental.

Existe un modelo de transición a la turbulencia en capas límites, que posee un tratamiento matemático similar al que aquí se trata. La verificación experimental de ese modelo es sumamente dificultosa por las características inherentes al escurrimiento, hecho que obliga a emplear técnicas experimentales muy complejas. En los chorros líquidos los estudios experimentales son relativamente mas sencillos, por lo tanto a partir de sus resultados podrían inferirse algunas características de las inestabilidades en el escurrimiento antes mencionado.

Desde el punto de vista de las aplicaciones de la excitación eléctrica a los chorros líquidos, se puede considerar la posibilidad de controlar a voluntad la transición entre las inestabilidades convectivas y absolutas. Este fenómeno guarda una estrecha relación con el cambio de régimen entre un chorro establecido en su configuración inicial y en régimen de goteo. Si bien aquí se analiza un chorro convectivamente inestable, los resultados que se espera obtener para el comportamiento de los límites del paquete de ondas frente a la excitación eléctrica, están fuertemente relacionados con el fenómeno aludido. En consecuencia, con este trabajo se pretende conseguir resultados que permitan avanzar en el

desarrollo de un dispositivo de control que posibilite el pasaje a voluntad de un régimen a otro.

El presente informe se ha organizado de la siguiente manera:

En el capítulo 1 se definen los chorros líquidos y se trata someramente sobre su estabilidad, caracterizando los regímenes, modos y rupturas en gotas que pueden presentarse cuando son excitados en forma libre o forzada. Las vías de excitación forzada son descriptas, finalizando con el tratamiento de algunas aplicaciones prácticas.

La descripción de un trabajo teórico desarrollado con anterioridad a éste, y que es su marco de referencia, es el objeto del capítulo 2. Previo a ello, el concepto de inestabilidad y su estudio es revisado y ampliado, describiendo las distintas clasificaciones que pueden darse. El capítulo finaliza con la presentación en forma concisa del objetivo de esta tesis.

En el capítulo 3 se describe el principio de funcionamiento y los diferentes componentes del montaje experimental, que ha sido desarrollado y construido en ocasión de este trabajo.

La presentación de los resultados experimentales, y la comparación con las previsiones teóricas, es efectuada en el capítulo 4. Los límites del estudio, y el tratamiento de las señales para la determinación de los parámetros de interés, son previamente introducidos.

Esta tesis concluye con la exposición de sus resultados mas notorios, junto a algunas consideraciones que tal vez podrían ser tenidas en cuenta en estudios posteriores.

1 – GENERALIDADES SOBRE CHORROS

1.1 – INTRODUCCIÓN

Este capítulo tiene como objeto presentar el sujeto del trabajo, los chorros líquidos. Para ello se comienza por dar una definición de chorros y de su estabilidad, haciendo luego una descripción de chorros no excitados que incluye una reseña histórica de trabajos de investigación sobre este campo. Posteriormente se realiza una descripción de chorros excitados acústica y eléctricamente. Se mencionan finalmente las principales aplicaciones prácticas de los chorros dando una breve explicación de cada una.

1.2 – DEFINICIÓN DE CHORRO

Un chorro es un escurrimiento resultante de la inmersión de un fluido que surge desde un orificio, dentro de otro fluido. Para este trabajo, el fluido que surge del orificio será un líquido, el orificio circular, y el otro fluido será el aire sujeto a presión atmosférica. El escurrimiento sobre el cual se trata aquí está dentro de la categoría de flujo de superficies libres, que se caracterizan por la puesta en movimiento de medios continuos en los cuales coexisten varias fases líquidas o gaseosas separadas unas de las otras por interfases.

1.2.1 – Estabilidad de un chorro

Las leyes de conservación de magnitudes mecánicas y termodinámicas tales como la masa, la cantidad de movimiento, o la energía, permiten establecer un sistema de ecuaciones diferenciales que describen la dinámica del flujo.

La resolución analítica de este sistema de ecuaciones generales de movimiento para un fluido en régimen estacionario, con las condiciones de borde correspondientes, solo puede lograrse en contados casos. Este hecho obliga a trabajar en general con un sistema de

ecuaciones mas sencillo obtenido mediante la introducción de hipótesis simplificativas, para hallar así una solución aproximada de la dinámica del escurrimiento. Es evidente que la introducción de las hipótesis mencionadas hace que la solución aproximada sea válida dentro de ciertos límites impuestos por ellas. Sin embargo, aún si se conoce la solución exacta del sistema de ecuaciones original, no significa que el movimiento descrito por la teoría realmente exista en la naturaleza. De hecho la presencia de perturbaciones al escurrimiento no tenidas en cuenta en el modelo, alteran la dinámica del flujo y pueden conducir a su desestabilización.

Un chorro está compuesto de una parte aproximadamente cilíndrica y de otra parte en la cual aparecen gotas que pueden formar una nube, según su número y tamaño. La parte cilíndrica del chorro corresponde en general a la solución aproximada (por ejemplo a un perfil constante de velocidad en un cilindro infinito). En la segunda parte, las diferencias que pueden ser observadas entre la solución aproximada y la experiencia (ruptura del chorro y aparición de gotas), indican claramente el carácter inestable del chorro que no logra amortiguar el crecimiento de las perturbaciones que conducen a la ruptura.

Un estudio de la estabilidad de un chorro consiste entonces en primer término de la obtención de un perfil de velocidades sobre un dominio con fronteras fijas que es la configuración inicial de equilibrio, y en segundo término del análisis de la evolución de dicho perfil cuando se impone una perturbación sobre la frontera. Un flujo será inestable si existe al menos una perturbación cuya amplitud aumenta con el tiempo.

La llamada ruptura de un chorro es un fenómeno de desintegración en gotas que se da al cabo de una cierta longitud del escurrimiento. Las características de este fenómeno dependen del diámetro del chorro, de su velocidad, y de las propiedades físicas del fluido del

chorro y la atmósfera circundante. Los diferentes tipos de ruptura de un chorro serán descriptos mas adelante.

1.2.2 – Chorros sin excitación y con excitación

En los chorros sin excitación, las perturbaciones iniciales no son impuestas externamente. Las fluctuaciones en la geometría del chorro cuando el mismo se forma en el orificio aparecen asociadas a efectos naturales aleatorios como variaciones radiales del flujo, turbulencia, vibraciones, vórtices, etc., que genéricamente son calificados como ruido.

Los chorros líquidos excitados son aquellos en los cuales las perturbaciones iniciales a la forma de la superficie del chorro son preferenciales, es decir promovidas externamente. La excitación preferencial de un chorro líquido puede ser efectuada por medio acústico, eléctrico, y también combinaciones de ambos.

1.3 – CHORROS LÍQUIDOS SIN EXCITACIÓN

En este apartado se detallan los aspectos salientes de este tipo de chorros, comenzando por los tipos de ruptura que pueden presentarse de acuerdo a la velocidad del escurrimiento dando lugar a diferentes regímenes, presentando luego las curvas de estabilidad, para luego hacer una reseña histórica de trabajos de investigación sobre inestabilidades en chorros no excitados, y finalmente describir los distintos modos de perturbación de superficie de chorros.

1.3.1 – Tipos de ruptura en función de la velocidad

Un chorro no se desintegra en gotas en forma inmediata a la salida. En general, entre el orificio de salida del chorro y la parte en donde comienza la aparición de gotas, existe una

zona cuya longitud es llamada longitud de chorro intacto, caracterizada por poseer una superficie aproximadamente cilíndrica, alterada por la presencia de perturbaciones. **Reitz y Braco** [1], establecieron una clasificación de los chorros basándose en la longitud intacta del chorro y en la relación entre el diámetro del orificio de salida y el diámetro medio de las gotas, distinguiendo los cuatro regímenes siguientes, que pueden verse en la figura 1.1.

Régimen de Rayleigh: en este régimen, el diámetro de las gotas, para una ruptura normal, es mayor que el diámetro del orificio. Este es un régimen que aparece para velocidades bajas. Las fuerzas ligadas a la tensión superficial en el chorro son quienes favorecen el aumento de la amplitud de las perturbaciones en el tiempo y provocan la ruptura del chorro. En este tipo de chorros, la suma de las superficies de las gotas producidas es inferior a la superficie del cilindro líquido del cual provienen. Este es el régimen que tiene interés a los efectos del presente trabajo.

Primer Régimen Aerodinámico: la velocidad en este caso es mas importante que en el anterior. Se observa un número importante de gotas de menor diámetro que el del orificio. Este régimen se caracteriza por el crecimiento de perturbaciones de longitudes de onda mayores que el radio del orificio. Aquí las fuerzas asociadas al movimiento relativo entre el chorro y la atmósfera circundante, y aquellas debidas a la tensión superficial, son las que provocan el crecimiento de las perturbaciones.

Segundo Régimen Aerodinámico: en este régimen, las gotas formadas son aún de tamaño mas chico que en el caso anterior, y la longitud intacta del chorro es importante. La velocidad del chorro es considerable, y el régimen es normalmente turbulento. La formación de pequeñas gotas es el resultado del crecimiento de inestabilidades de longitudes de onda menores sobre la superficie del chorro. En éste régimen, la suma de las superficies de las gotas es mayor a la del cilindro líquido del cual provienen. Las fuerzas que surgen de la

interacción del chorro con el medio que lo circunda son principalmente las responsables de la desestabilización del chorro, mientras que las fuerzas asociadas a la tensión superficial se oponen al crecimiento de las perturbaciones.

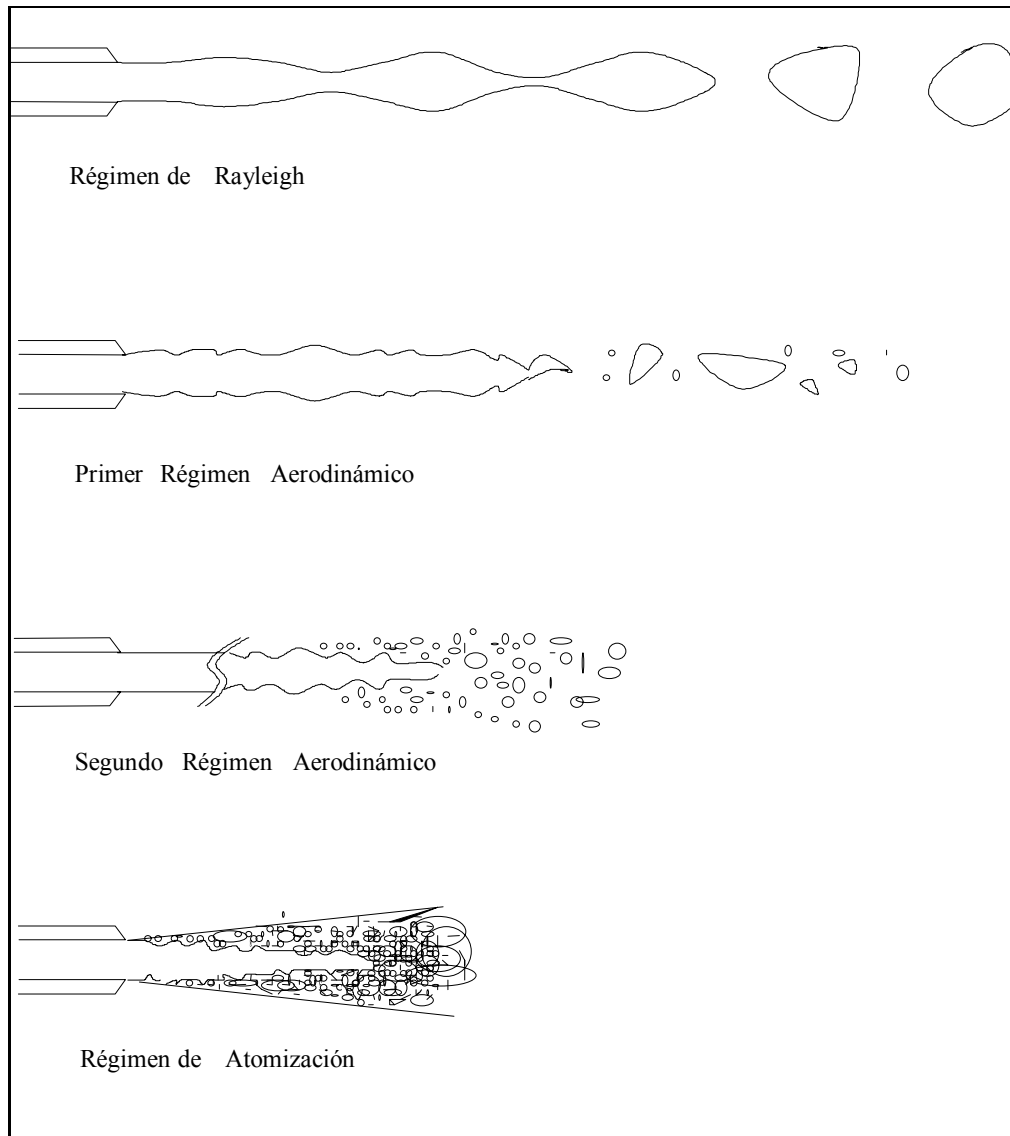


Figura 1.1 – Diferentes regímenes de ruptura de un chorro.

Régimen de Atomización: los tamaños de las gotas formadas son aún menores que los regímenes precedentes, y la longitud intacta del chorro es prácticamente nula. La velocidad del chorro es mucho mayor. En este régimen, las gotas resultantes de las perturbaciones de longitud de onda menores son arrancadas de la superficie del chorro formando un cono

alrededor del chorro que se desintegra. Las perturbaciones que tienen una longitud de onda grande pueden sin embargo progresar hasta el final del chorro resultando en gotas de diámetro importante.

Ranz [2], propuso otra clasificación de los regímenes de chorros, basándose en que la física de los dos regímenes aerodinámicos anteriores presenta suficientes similitudes como para reunirlos en uno solo. La clasificación la estableció en función de los números de Ohnesorge (también llamado “número de estabilidad”, Oh) y de Reynolds (Re), definidos por:

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \cdot a \cdot \gamma}}$$

$$Re = \frac{\rho_l \cdot U_0 \cdot a}{\mu_l}$$

donde μ_l es la viscosidad dinámica del líquido, ρ_l su densidad, a es el diámetro del chorro, γ la tensión superficial entre el líquido y el gas, y U_0 es la velocidad media del chorro.

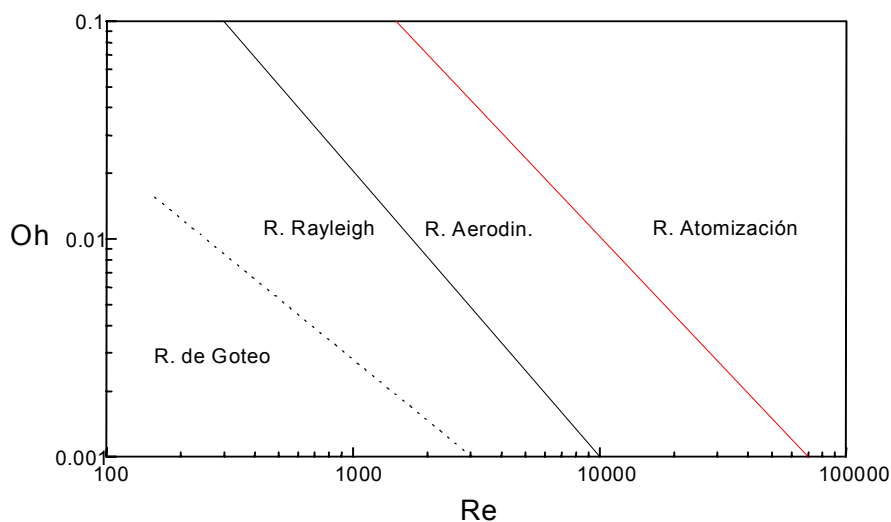


Figura 1.2 – Diferentes tipos de ruptura de un chorro en función de los números de Ohnesorge (Oh) y de Reynolds (Re).

1.3.2 – Longitud de ruptura de un chorro líquido

Puede definirse la longitud de ruptura de un chorro como aquella en la cual el chorro es continuo. Esta longitud depende del régimen del escurrimiento. Numerosos investigadores han representado las curvas de variación de la longitud de ruptura en función de la velocidad del chorro (llamadas curvas de estabilidad). Aquí se presenta una curva típica en la figura 1.3.

Bower et al [3], para las velocidades mas bajas, observaron una primera región de escurrimiento en donde toma lugar el régimen de goteo, y a partir del punto **A**, un chorro establecido. La zona entre los puntos **A** y **B** es la correspondiente al régimen de Rayleigh, en la cual la longitud de ruptura aumenta linealmente con la velocidad. El primer régimen aerodinámico se sitúa entre los puntos **B** y **C**, y está caracterizado por una disminución de la longitud de ruptura cuando la velocidad del chorro aumenta. El segundo régimen aerodinámico está comprendido entre los puntos **C** y **D** observándose un aumento de la longitud de ruptura con la velocidad. A partir del punto **D**, la longitud de ruptura decrece hasta un mínimo con el aumento de la velocidad, en correspondencia con el régimen de atomización. En esta última zona, la determinación de la longitud de ruptura se hace difícil ya que los métodos ópticos no pueden ser empleados y las sondas que pueden utilizarse tocan el chorro y perturban así la medida.

Para completar la descripción anterior, **Arai et al** [4], determinaron que si la presión ambiente es superior a la atmosférica normal, las longitudes de ruptura se ven disminuidas. Además, si la velocidad es grande, la longitud de ruptura tiene dependencia de la forma del inyector. Finalmente, si el fenómeno de cavitación se presenta dentro del inyector, se observa en general una disminución de la longitud de ruptura, resultado obtenido por **Hiroyasu et al** [5].

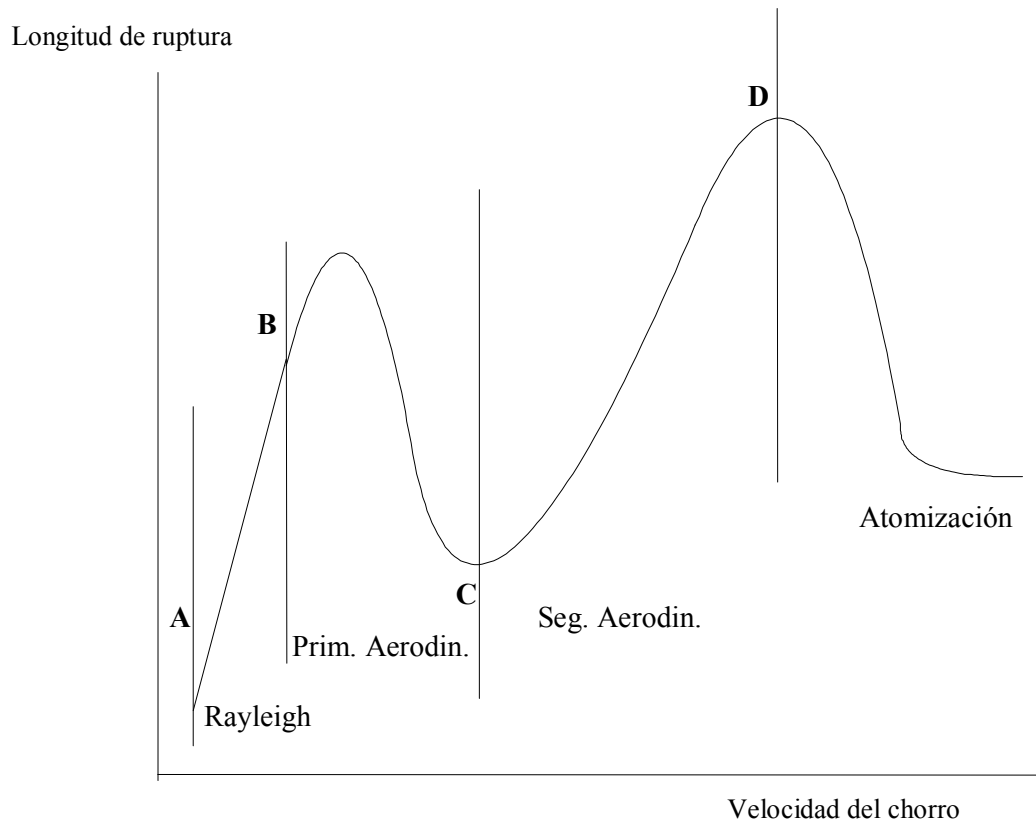


Figura 1.3 – Esquema de una curva de estabilidad de un chorro.

1.3.3 – Reseña histórica del estudio de inestabilidades en chorros sin excitación

A continuación se presenta en forma resumida la evolución de los primeros trabajos de investigación sobre chorros líquidos no excitados, para lo cual se ha prestado atención a la reseña que figura en el trabajo de **McCarthy y Molloy** [6].

Probablemente los trabajos pioneros sobre la descripción del fenómeno de ruptura de chorros son los que fueron publicados por **Bidone** (1829) [7] y por **Savart** (1833) [8]. El primero de ellos estudió la geometría de chorros formados en orificios de secciones transversales regulares diferentes de la cilíndrica. Posteriores investigaciones sobre este aspecto fueron hechas por **Magnus** (1855) [9], **Buff** (1856) [10] y **Boussinesq** (1877) [11].

Savart proporcionó los primeros datos cuantitativos sobre la ruptura de chorros, proponiendo dos leyes experimentales, a saber: para un diámetro constante, la longitud de ruptura de un chorro es directamente proporcional a la raíz cuadrada de la presión que provoca el escurrimiento (es decir proporcional a la velocidad); y para velocidad constante, la longitud de ruptura es proporcional a su diámetro. Savart presentó sus resultados experimentales empleando las llamadas curvas de estabilidad, y fue el primero en utilizar tales curvas.

El primer trabajo teórico sobre estabilidad de chorros fue efectuado por **Plateau** (1856) [12], quien mostró que una columna cilíndrica estática de líquido puede ser inestable si su longitud excede su perímetro ya que, si esto fuera así, podrían formarse dos gotas cuya área superficial total sería menor que la del cilindro a partir del cual se formaron, y entonces esta última configuración tendría una energía superficial menor. El trabajo de Plateau explicó en parte los resultados de Savart, y fue la base para el desarrollo de la teoría de las inestabilidades en chorros.

1.3.3.1 – Chorros no viscosos en el vacío

Rayleigh (1878) [13], estudió la inestabilidad de chorros no viscosos en el vacío, situación que se aproxima, por ejemplo, a un chorro de agua de baja velocidad en aire, en donde el escurrimiento está sujeto a fuerzas de inercia y a aquellas asociadas a la tensión superficial. Basándose en la suposición de que el chorro estaba perturbado infinitesimalmente, encontró que el chorro solamente es inestable cuando las perturbaciones son axisimétricas (es decir, únicamente función de la coordenada axial del chorro), y si las longitudes de onda de las perturbaciones son mayores que el producto $2\pi a$, donde a es el radio del chorro en el estado no perturbado. Asumiendo que la amplitud de la perturbación crece en forma

exponencial con el tiempo, determinó la tasa de crecimiento en función de la longitud de onda, su valor máximo y el valor de longitud de onda para el cual se presenta. Además logró predecir la longitud de ruptura del chorro suponiendo que la misma se produce cuando la amplitud de la perturbación de mayor tasa de crecimiento alcanza el valor del radio del chorro sin perturbar. De esta manera determinó que la longitud de ruptura varía proporcionalmente a la velocidad del chorro y a la relación $\ln(a/\delta_0)$, con δ_0 la amplitud inicial de la perturbación. Las conclusiones a las que arribó Rayleigh surgen de un análisis lineal, ya que al desarrollar la forma de la superficie del chorro perturbado en series de Fourier se quedó solamente con los términos de primer orden. Por lo tanto, los resultados de esta teoría solo son aplicables cuando las amplitudes de las perturbaciones son mucho menores que el radio del chorro no perturbado. Obviamente esta limitación no fue tomada en cuenta en la derivación de la expresión para la longitud de ruptura, ya que en la zona de ruptura la amplitud de la perturbación tiene el mismo valor que el radio del chorro. No obstante, en primera instancia, un análisis lineal constituye una buena aproximación ya que la amplitud de las perturbaciones toma importancia solo en el 10 o 20 % final de la longitud del chorro antes de su ruptura.

Trabajos posteriores de muchos investigadores confirmaron la teoría de Rayleigh entre ciertos límites. Uno de ellos es el de **Smith y Moss** (1916-1917) [14], quienes usando curvas de estabilidad mostraron que la longitud de ruptura en un rango de velocidades moderadas es proporcional a la velocidad del chorro, destacando también que la relación $\ln(a/\delta_0)$ (la escala relativa de la perturbación inicial) permanecía constante con un valor de 13 para todos los líquidos empleados en sus estudios experimentales. Para velocidades por encima del rango mencionado, observaron una disminución de la longitud de ruptura ante el aumento de la velocidad. Además observaron que el primer máximo de la curva de estabilidad

(correspondiente al límite superior de velocidad del rango de proporcionalidad) está emparentado con la aparición de turbulencia en el escurrimiento.

1.3.3.2 – Efecto de la viscosidad

Rayleigh (1879) [15] también investigó acerca de chorros viscosos sometidos a la acción de la tensión superficial. La ecuación para la tasa de crecimiento resultante de su teoría no es provechosa dada su complejidad. Esta teoría indica que cuando las fuerzas viscosas son mucho mayores que las fuerzas de inercia, la longitud de onda para la máxima tasa de crecimiento tiende a infinito, por lo cual puede decirse que un efecto del incremento de la viscosidad es incrementar la longitud de onda para la cual la tasa de crecimiento es máxima.

Un posterior análisis de la estabilidad de chorros viscosos en el vacío fue hecho por **Weber** (1931) [16], obteniendo resultados similares a los de Rayleigh pero mas sencillos debido a la introducción de algunas simplificaciones en el tratamiento matemático. De la teoría de Weber surgen expresiones que permiten conocer la máxima tasa de crecimiento y la longitud de onda correspondiente a ella, además de la longitud de ruptura del chorro en función de las fuerzas de inercia, las viscosas y las de tensión superficial. El efecto de la viscosidad, de acuerdo a este análisis, es el de amortiguar las perturbaciones haciendo disminuir la tasa de crecimiento efectiva.

Merrington y Richardson (1947) [17], experimentalmente comprobaron los resultados de Weber en cuanto a la linealidad entre la longitud de ruptura y la velocidad del chorro en un rango de velocidades determinado, a partir del cual la relación se invierte pasando a disminuir la longitud de ruptura con el aumento de la velocidad, y encontrando que el límite superior del rango de proporcionalidad crece junto con el aumento de la viscosidad. **Meister y Scheele**

(1969) [18] determinaron que la teoría de Weber se circunscribe a valores del número de Ohnesorge que cumplen con la siguiente inecuación:

$$\frac{l}{Oh} < 0,2$$

En la mayoría de las situaciones esta inecuación requiere que la viscosidad del chorro sea mayor que 160 cP, aspecto que fue ignorado aparentemente por muchos investigadores, Weber incluido.

1.3.3.3 – Efecto de la velocidad del chorro y de la interacción con el medio circundante

Una explicación del decrecimiento de la longitud de ruptura con el aumento de la velocidad fue propuesta por primera vez en el trabajo de **Eisenklam y Hooper** (1958) [19]. Ellos encontraron que la relajación del perfil de velocidad de un chorro laminar de alta velocidad (perfil de velocidad parabólico), hacia un perfil de velocidad constante (cuyo valor es el mismo que la velocidad media del perfil parabólico), luego de la formación del chorro en el orificio, trae aparejada una redistribución de energía lo suficientemente violenta como para que el chorro se desintegre. La conclusión a que conduce el trabajo es que los chorros con perfiles parabólicos de velocidad en su inicio son mas inestables que aquellos en donde el perfil de velocidad es tipo “tapón”. Este tipo de estudios fue retomado posteriormente por **Leib y Goldstein** (1986) [20], quienes concluyeron que los chorros con perfil de velocidad parabólico son mas estables (tanto sea en términos de tasa de crecimiento como de rango de frecuencias inestables), que aquellos en donde el perfil de velocidad es tipo tapón. Sin embargo, las perturbaciones que son neutrales cuando el perfil de velocidad es parabólico pueden finalmente volverse crecientes en la medida que el perfil de velocidad se relaja hacia uno del tipo tapón.

En el campo de los chorros en régimen turbulento, uno de los primeros trabajos corresponde a **Grant y Middleman** (1966) [21]. Ellos mostraron que cuando el chorro es turbulento, la longitud de ruptura vuelve a crecer con el aumento de la velocidad, y propusieron una correlación para ella en función de la relación entre las fuerzas de inercia y las de tensión superficial, que no es lineal.

En términos del tamaño de gotas producidas, el primer trabajo fue efectuado por **Scheubel** (1927) [22]. Posteriormente **Schweitzer** (1937) [23], llegó a la conclusión de que las teorías que justifican la atomización de chorros de alta velocidad por la acción del aire circundante solamente, son inválidas. El consideró que la turbulencia del escurrimiento, inducida tal vez en el orificio, juega un papel preponderante en el proceso de atomización, aunque fuertemente ayudada por la fricción con el aire. Estudios posteriores entre los cuales se encuentra el de **Ranz** (1958) [2], retomaron la idea de que la fricción con el aire es la causa de la ruptura en gotas para chorros en este régimen.

El primer trabajo teórico acerca de chorros líquidos en un medio líquido circundante, fue realizado por **Tomotika** (1935) [24], quien empleó un análisis lineal para desarrollar una relación entre la tasa de crecimiento de perturbaciones axisimétricas y la longitud de onda para sistemas no miscibles en general. Sus resultados son aplicables cuando la relación entre la viscosidad de los líquidos toma un valor finito. Es interesante destacar que si la viscosidad del líquido y del medio se desprecia, se llega a la misma expresión de Rayleigh para chorros no viscosos en el vacío, y si la viscosidad del chorro no puede ser ignorada pero si la del medio circundante, se llega a la misma expresión de Weber. La teoría de Tomotika ha sido confirmada en parte y ampliada por muchos trabajos posteriores, entre los cuales se encuentran los de **Miesse** (1955) [25], **Ranz y Dreier** (1964) [26] y **Meister y Scheele** (1969) [18].

1.3.3.4 – Efectos no lineales

Las teorías lineales predicen que los chorros sujetos a la acción de la tensión superficial se desintegran en gotas de tamaño uniforme, con una gota formada por longitud de onda de perturbación, y que la forma de la superficie del chorro perturbada corresponde a una senoide que se amplifica. Las observaciones experimentales sin embargo muestran que sobre todo cerca de la zona de ruptura, la forma del chorro es diferente a la sinusoidal, y destacan la presencia de gotas pequeñas entre gotas de mayor tamaño. Para explicar estos fenómenos se han desarrollado trabajos experimentales y teorías no lineales por parte de numerosos investigadores entre los que se encuentran **Donnelly y Glaberson** (1966) [27], **Wang** (1968) [28], y **Yuen** (1968) [29].

A título de resumen de los estudios de inestabilidades en chorros sin excitación, puede decirse que una gran parte de ellos se basan en general en una linealización del problema y que las predicciones que se efectúan surgen de analizar las curvas características que vinculan el número de onda k con la frecuencia ω . De estas curvas, la perturbación que resulta como dominante es la que se corresponde con la máxima tasa de crecimiento. Esta perturbación se toma como referente para la determinación de longitudes de ruptura y tamaños de gota. Los efectos de los diferentes parámetros físicos sobre estas magnitudes han sido largamente estudiados y las corroboraciones experimentales han sido en general satisfactorias.

1.3.4 – Descripción de los diferentes modos que pueden ocurrir en chorros sin excitación

Se ha mencionado en los párrafos precedentes que la teoría lineal de la propagación de perturbaciones en chorros es bien conocida y ha sido tratada por numerosos autores [30, 31, 32, 33]. La situación mas general que ha sido estudiada se corresponde a un chorro con

perturbaciones axiales y angulares. La superficie perturbada puede describirse matemáticamente como sigue, para el caso mas general:

$$r(z, \theta, t) = a + \eta_0 \cdot e^{i(k \cdot z + n \cdot \theta + \omega \cdot t)} \quad (1.1)$$

En donde a es el radio del chorro sin perturbar, η_0 es la amplitud inicial de la perturbación, z es la coordenada axial, θ la coordenada angular, t el tiempo, n es un entero igual o mayor que cero, k es el denominado número de onda, que vale: $k = 2 \cdot \pi / \lambda$, con λ la longitud de onda de la perturbación axial, y ω la frecuencia.

En el caso de los chorros sin excitación, el número de onda es real, y la frecuencia es un número complejo. Esta situación será analizada luego en el capítulo siguiente.

La figura 1.4 muestra los modos mas comunes que pueden desarrollarse en un chorro circular. El primer modo corresponde a $n=0$ y $k \neq 0$, en el cual el chorro es perturbado en forma axisimétrica, que fue denominado “varicoso” por Rayleigh, en alusión a la similitud con una vena varicosa, y puede ser encontrado además en la literatura con los nombres “salchicha” y “simétrico”. La superficie del chorro perturbada con este modo se caracteriza por sucesivas contracciones y expansiones. Para el presente trabajo, este es el modo que reviste interés, hecho que será explicado posteriormente.

El segundo modo es aquel en el cual $n=1$, y en este caso el desplazamiento de la superficie del chorro respecto de la posición de equilibrio es proporcional al coseno de la coordenada angular. La sección transversal del chorro, mientras permanece circular, es desplazada en relación al eje del chorro, adquiriendo forma de onda. Este modo se denomina comúnmente “sinuoso”.

Los modos siguientes, para $n \geq 2$, son conocidos genéricamente con el nombre de “flauta”. Para $n=2$, la sección transversal del chorro es elíptica, y los diámetros mayor y menor cambian de posición entre ellos alternativamente.

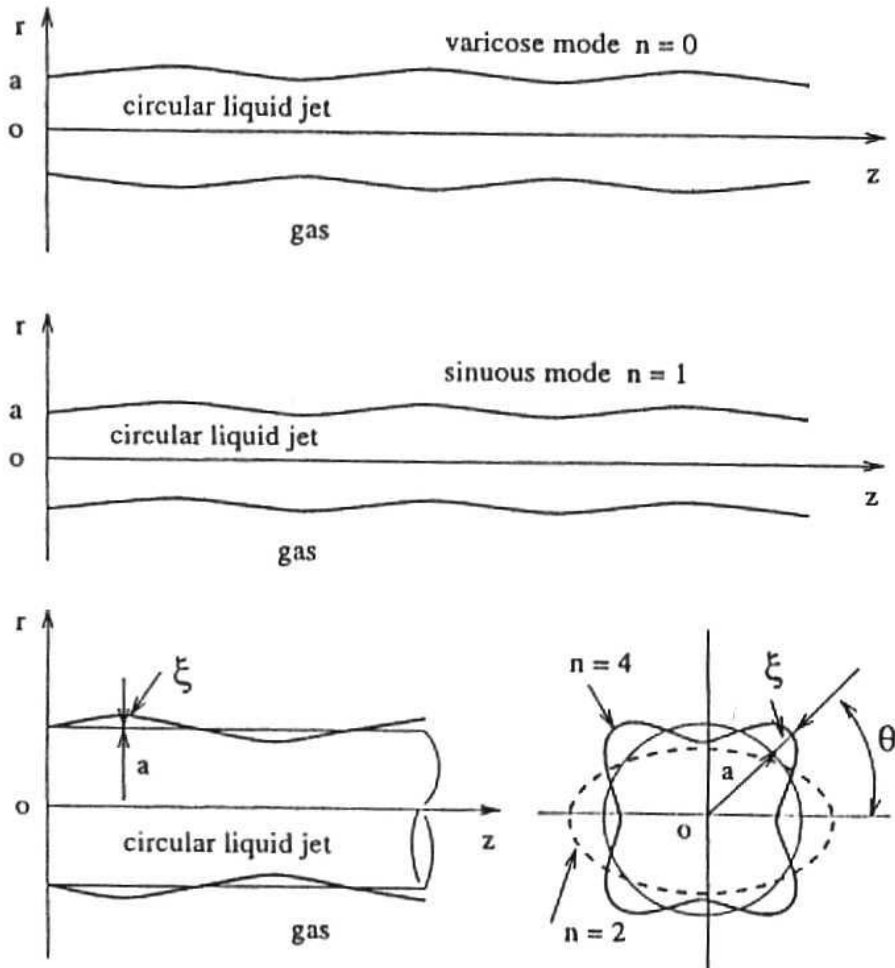


Figura 1.4 – Esquema de varios modos de perturbaciones en la superficie de chorros. [34]

1.4 – CHORROS LÍQUIDOS EXCITADOS ACÚSTICAMENTE

En este caso las perturbaciones iniciales son impuestas al escurrimiento empleando actuadores piezoeléctricos, que son forzados a vibrar en frecuencias que comprenden el rango

acústico y eventualmente el ultrasónico. Como resultado del movimiento vibratorio del piezoeléctrico, se inducen oscilaciones en la salida del chorro, que promueven la aparición de las perturbaciones sobre el chorro. El actuador piezoeléctrico puede ser montado de diferentes maneras, según sea que el chorro se forme con un inyector o un capilar. En el caso de formarse el chorro con un capilar, el actuador piezoeléctrico se coloca en general solidario a él. Cuando se emplea un inyector el actuador se coloca en el extremo de una cámara especialmente conformada en el inyector (la perturbación de presión en este caso viaja hasta el orificio), o bien el actuador puede ser usado directamente como soporte para proveer el orificio en donde el chorro es formado.

En esta tesis se emplea la excitación acústica combinada con la eléctrica, y como un adelanto a la descripción del dispositivo experimental puede decirse que el montaje del actuador piezoeléctrico corresponde al segundo caso antes mencionado.

1.4.1 – Ruptura normal

En chorros de baja velocidad, la ruptura normal es el resultado de la amplificación de perturbaciones axisimétricas que desestabilizan el escurrimiento. Como se ha afirmado anteriormente, para chorros no excitados, la longitud de onda de tales perturbaciones debe estar dentro de un rango determinado, y las causantes de la desintegración son aquellas cuyas longitudes de onda están cercanas a la que produce la máxima tasa de crecimiento de la amplitud de la perturbación. La ruptura normal de chorros excitados o no, es similar, diferenciándose principalmente en que en el caso no excitado se observa una irregularidad en el tamaño de gotas y en la separación entre ellas.

La ruptura normal en el caso de un chorro excitado está gobernada por la frecuencia de excitación impuesta al chorro, y no por la correspondiente a la máxima tasa de crecimiento

como en el caso de chorros no excitados. Se caracteriza por producir una gota por ciclo de la oscilación, gotas de igual tamaño, cuyo diámetro resulta mayor que el correspondiente al chorro sin perturbar, y depende de la velocidad y radio del chorro, y de la longitud de onda de la perturbación.

La figura 1.5 muestra la ruptura normal de un chorro de agua desmineralizada formado con un capilar de 148 μm de diámetro interno, fluyendo a una velocidad de 6,13 m/s, excitado con una señal sinusoidal de frecuencia 8036 Hz. La longitud intacta observada es 0,417 cm.

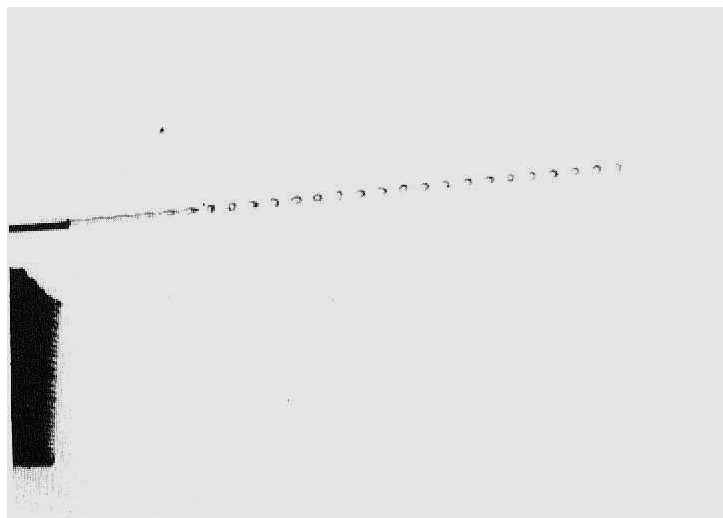


Figura 1.5 – Ruptura normal de un chorro de agua desmineralizada. [35]

1.4.2 – Ruptura con gota satélite (efectos no lineales)

Este tipo de ruptura, que puede calificarse como anormal, se caracteriza por producir mas de una gota por ciclo de la oscilación. Esta gota extra, a menudo no deseada, es generalmente mas pequeña (aunque no siempre) que la gota principal, y son llamadas satélites.

La figura 1.6 muestra el comportamiento de un chorro líquido para diferentes números de onda adimensionales $K = k \cdot a$, tomada de [36].

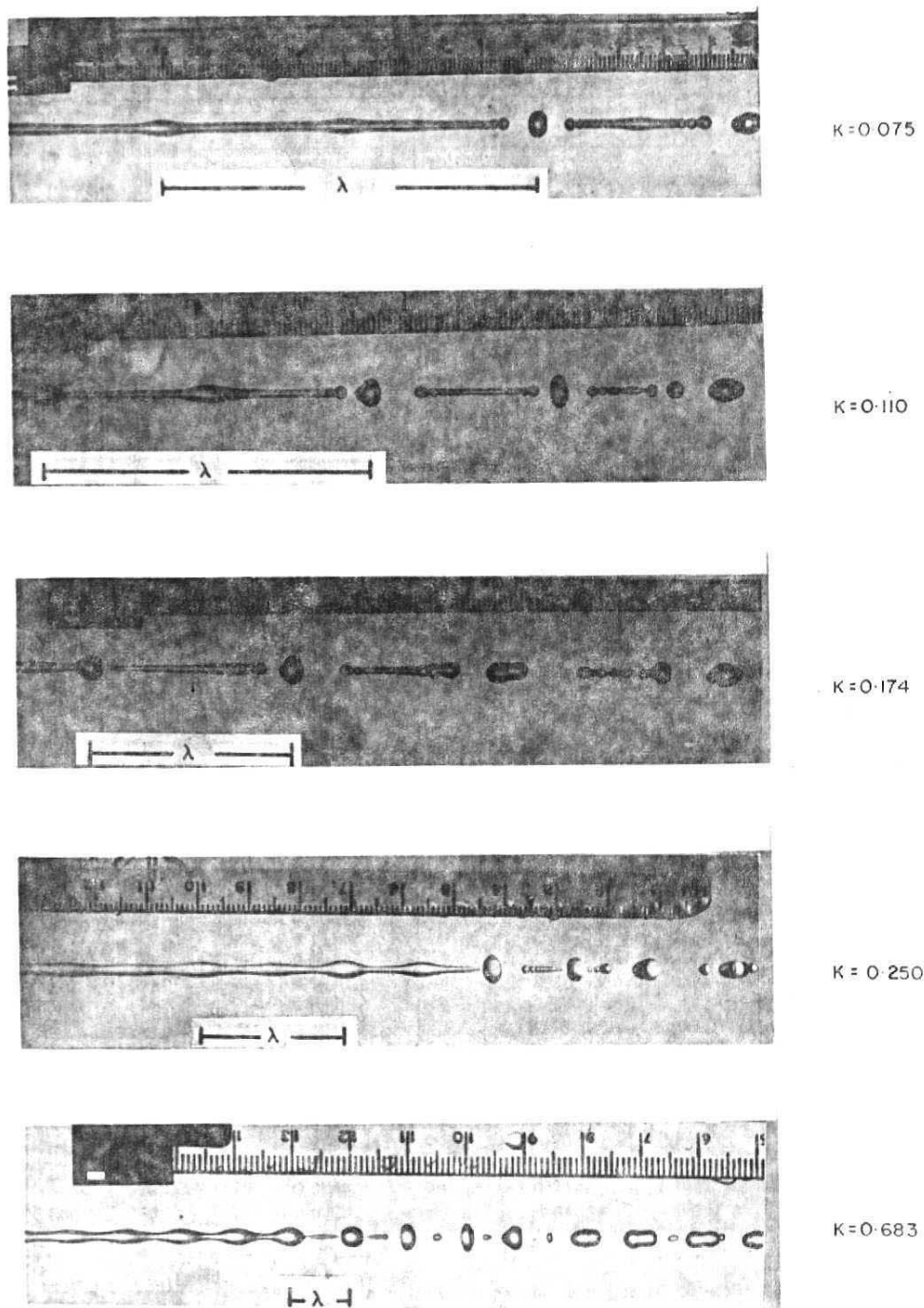


Figura 1.6 – Ruptura con gota satélite de un chorro de agua.

Wetsel [37], reporta en su trabajo que la aparición de gotas satélites se debe a efectos no lineales, y que este fenómeno está ligado a una determinada banda de frecuencias de excitación, a la escala relativa de la perturbación inicial, al contenido de armónicos de la

frecuencia de excitación en las perturbaciones y a la aparición de ondas secundarias entre las crestas de las ondas de la perturbación inicial.

1.4.3 – Ruptura anormal (efectos no lineales)

Otros tipos de ruptura anormal aparte de la anterior, están descriptas en el trabajo de Bassani y Scaricabarozzi [35]. Ellos distinguen los dos casos siguientes.

1.4.3.1 – Ruptura con múltiples gotas

Este tipo de ruptura se presenta en las figuras a continuación:

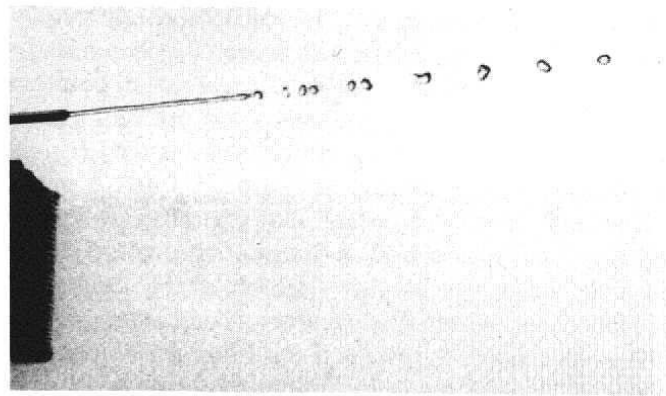


Figura 1.8 – Ruptura anormal con múltiples gotas de un chorro de agua desmineralizada. Velocidad: 4,01 m/s, frecuencia: 1873 Hz, longitud intacta: 0,53 cm.

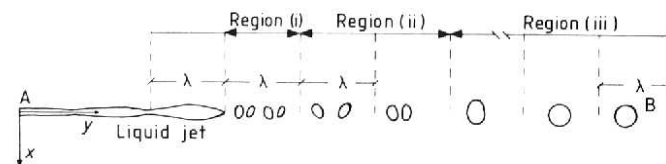


Figura 1.7 – Esquema de ruptura anormal con múltiples gotas.

Cerca del punto de ruptura del chorro, se observan pequeñas gotas por unidad de longitud de onda, que se unen para formar otras mas grandes. Esta región tiene una extensión

igual a 2λ (Región i de la figura 1.7). A esta región le sigue otra de longitud variable entre una y nueve longitudes de onda, que presenta dos gotas por λ (Región ii). Suficientemente lejos del extremo del capilar, se observan gotas equidistantes de igual diámetro (Región iii). El tamaño y la distancia entre gotas se ajusta al de la ruptura normal, en este último caso.

El análisis efectuado por los autores no explica la causa de la ruptura en pequeñas gotas ni el mecanismo de su posterior coalescencia. Sin embargo, el análisis de la pérdida de energía superficial propuesto, proporciona algunos elementos para predecir su aparición.

1.4.3.2 – Ruptura con múltiples filas de gotas

Aquí luego de la ruptura se forman dos filas divergentes de gotas. La distancia entre gotas de la misma fila es igual a la de la ruptura normal, mientras que el diámetro de las gotas resulta menor que en la ruptura normal y puede ser determinado analíticamente a partir de un balance de masas. El comienzo del proceso de ruptura es similar al caso anterior de ruptura con múltiples gotas, en tanto que la divergencia del patrón de gotas previene su coalescencia. Esta separación se produce por la oscilación transversal del tubo capilar.

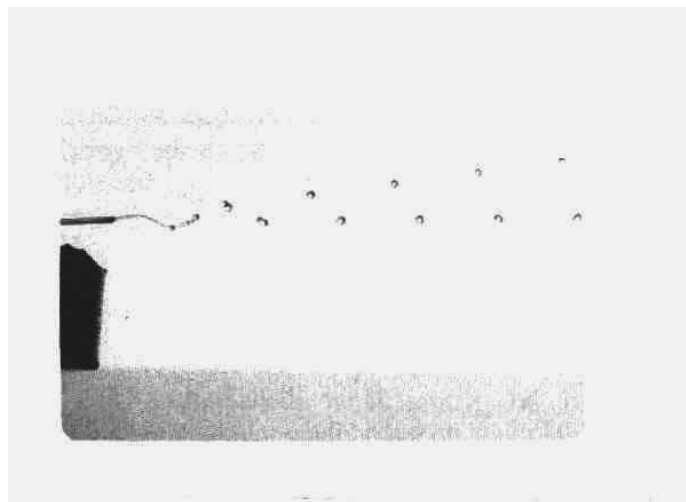


Figura 1.9 – Ruptura anormal con múltiples filas de gotas de un chorro de agua desmineralizada. Velocidad: 4,01 m/s, frecuencia: 545 Hz.

1.4.4 – Inestabilidades en chorros excitados acústicamente

Desde un punto de vista de la teoría de inestabilidades, en este caso el problema es diferente con respecto al caso anterior. En tanto que antes se consideraba como referente a la perturbación cuya longitud de onda se correspondía con la tasa de crecimiento máxima, aquí lo es aquella que tiene la frecuencia con que se realiza la excitación. Este problema es conocido como “problema de la señal” (signalling problem).

1.4.5 - Diferentes modos en chorros con excitación acústica

La superficie del chorro en este caso también puede ser descrita matemáticamente por la ecuación 1.1 dada para el caso de un chorro no excitado. La diferencia se establece en que para chorros excitados acústicamente la frecuencia es un número real y el número de onda es un número complejo. Los modos que aparecen en este tipo de excitación son entonces los mismos que pueden verse en la figura 1.4.

En síntesis, para chorros con excitación acústica, la ruptura se produce para una perturbación de longitud de onda que es fijada por la excitación. La ruptura normal da como resultado gotas de tamaño uniforme en cantidad de una por longitud de onda de perturbación, y puede darse el caso de ruptura anormal cuando los fenómenos no lineales toman importancia, sobre todo en la zona final de la longitud de chorro intacto, a consecuencia de lo cual surgen gotas de diferente tamaño o bien se forman filas divergentes de gotas. La situación de ruptura anormal generalmente es no deseada en aquellos casos en donde se quiere controlar la trayectoria de gotas por medio de campos eléctricos, situación que se presenta en algunas aplicaciones prácticas, como se verá posteriormente. Sin embargo, en ocasiones la gota satélite es buscada para poder manipular una gota de menor tamaño de la que surgiría de

una ruptura normal. El hecho de que las perturbaciones tienen una longitud de onda dada por la excitación, establece diferencias en el estudio de inestabilidades frente a los chorros no excitados, en lo que hace al número de onda y la frecuencia, pero no hace diferencias respecto de los modos de las perturbaciones.

1.5 – CHORROS LÍQUIDOS EXCITADOS ELÉCTRICAMENTE

La existencia de una diferencia de potencial eléctrico entre un chorro líquido y aquello que lo rodea da origen a un campo eléctrico. Este campo eléctrico, dependiendo de las tensiones aplicadas, podrá ser alterno o continuo. En este trabajo se prestará atención al caso de campos continuos, no sin antes mencionar que la aplicación de campos alternos puede devenir en la excitación preferencial del chorro en forma similar a la excitación acústica.

La existencia de un campo eléctrico continuo puede derivar en una modificación de las características del escurrimiento y de su estabilidad. La importancia de los efectos de tal excitación es función de las características del chorro (velocidad, conductividad eléctrica del líquido, etc.) y de los parámetros del sistema de electrificación empleado (longitud del electrodo, intensidad de campo, etc.)

Las principales consecuencias posibles de la acción de un campo eléctrico continuo sobre un chorro son: la migración de cargas hacia la superficie del chorro y la creación de un chorro que se denomina electrificado, la modificación de su estabilidad, y finalmente la excitación del chorro con una perturbación preferencial, diferente a la del caso de excitación acústica.

La migración de cargas hacia la superficie del chorro, provocada por el campo eléctrico, es el resultado de la acción de las fuerzas coulombianas sobre los iones del líquido. Esta

migración permite la obtención de chorros electrificados que luego de su ruptura resultan en gotas cargadas.

1.5.1 – Distintas formas de excitación eléctrica

Un chorro puede ser electrificado de diversas maneras. **Bailey** [38, 39] agrupó esos diferentes métodos de electrificación de la siguiente forma.

1.5.1.1 – Excitación por conducción

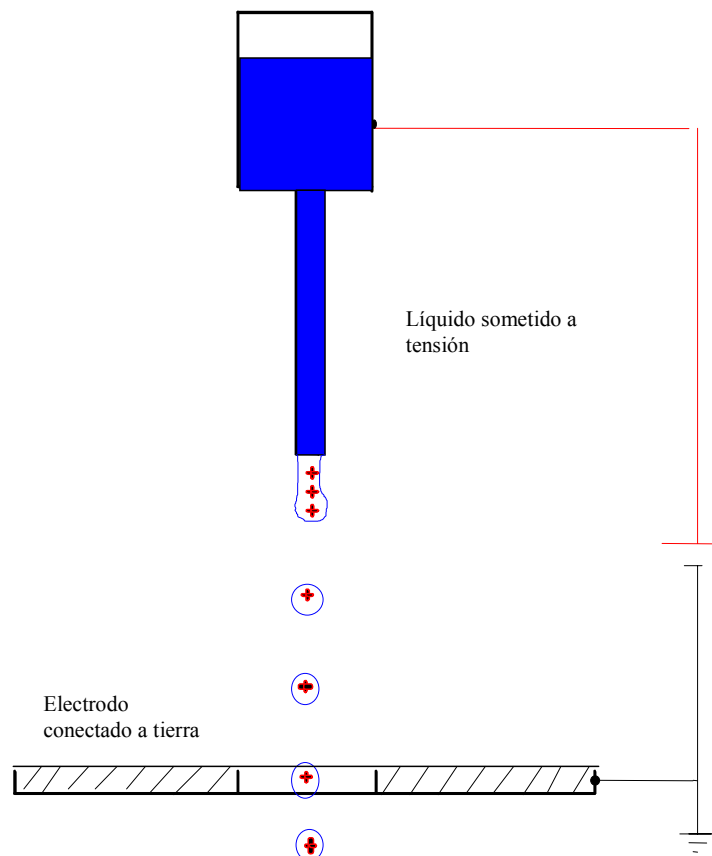


Figura 1.10 – Esquema de un sistema de excitación por conducción.

Este primer sistema está representado en la figura anterior. El polo positivo de una fuente de alta tensión está unido al inyector en el interior del cual se encuentra el líquido. El otro polo está en contacto con un electrodo hueco a través del cual el líquido pasa sin tener

contacto. De esta forma el inyector se coloca a un potencial elevado y las cargas son inyectadas en el líquido hasta que el potencial llega a ser uniforme, por conducción en el seno líquido. La forma y la posición del electrodo conectado a tierra permite controlar el campo eléctrico. En ciertos dispositivos el electrodo no existe, el campo eléctrico se establece entre el chorro y los cuerpos que lo rodean, por lo que ellos mismos se establecen directa o indirectamente como el potencial de tierra.

1.5.1.2 – Excitación por influencia

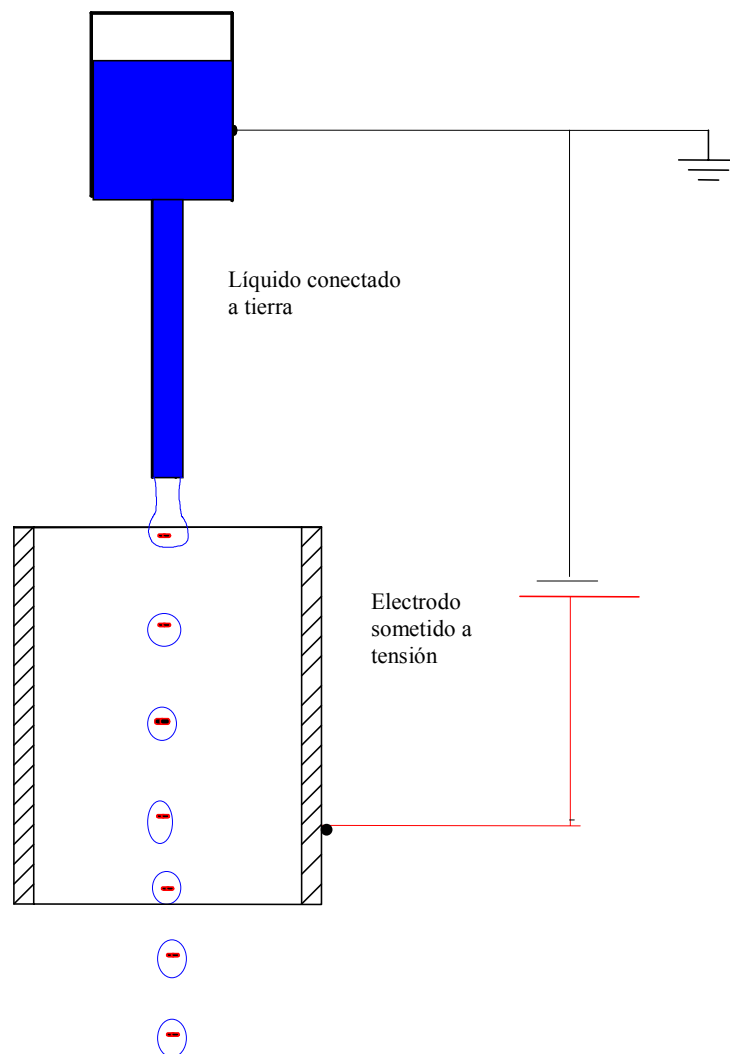


Figura 1.11 – Esquema de un sistema de excitación por influencia.

Este sistema se muestra en la figura 1.11, y es el que reviste importancia para el presente trabajo. El sistema es análogo al precedente. El líquido en este caso atraviesa un electrodo hueco sometido a un alto potencial sin tener contacto con él. Esta vez el chorro es conectado a tierra y el campo eléctrico creado entre el electrodo y el chorro atrae algunas cargas hacia la superficie del escurrimiento. El campo actúa aquí como separador de cargas presentes en el líquido. El líquido neutro de partida contiene, natural o artificialmente, un número igual de cargas positivas y negativas que son repelidas o atraídas por el campo exterior.

1.5.1.3 – Excitación por inyección de carga

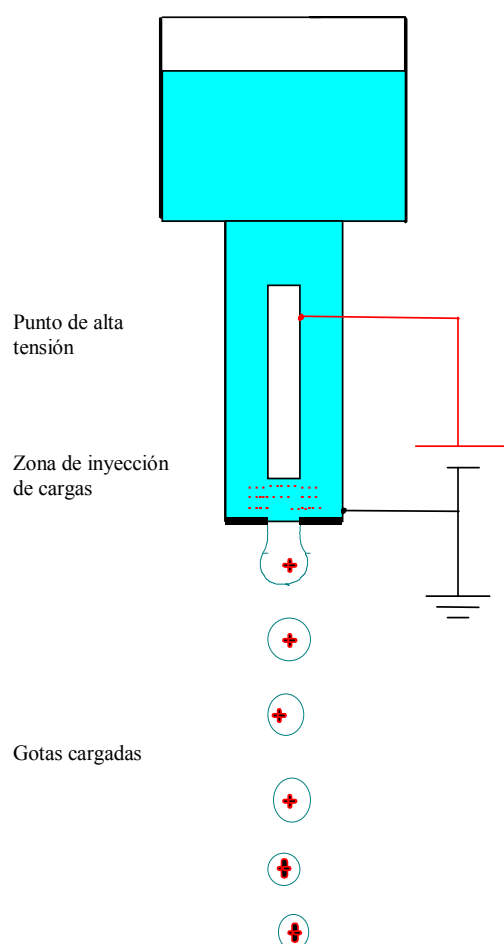


Figura 1.12 – Esquema de un sistema de excitación por inyección de carga.

Este es un sistema que se emplea cuando se trabaja con líquidos que son pobres conductores de la electricidad. Se electrifica el chorro por medio de la inyección de cargas con la ayuda de una punta ubicada en el interior del inyector y conectada al polo positivo de una fuente de alta tensión, mientras que el inyector es conectado a tierra. Los iones creados son removidos por el chorro que escurre desde el inyector.

1.5.1.4 – Excitación por impacto de iones

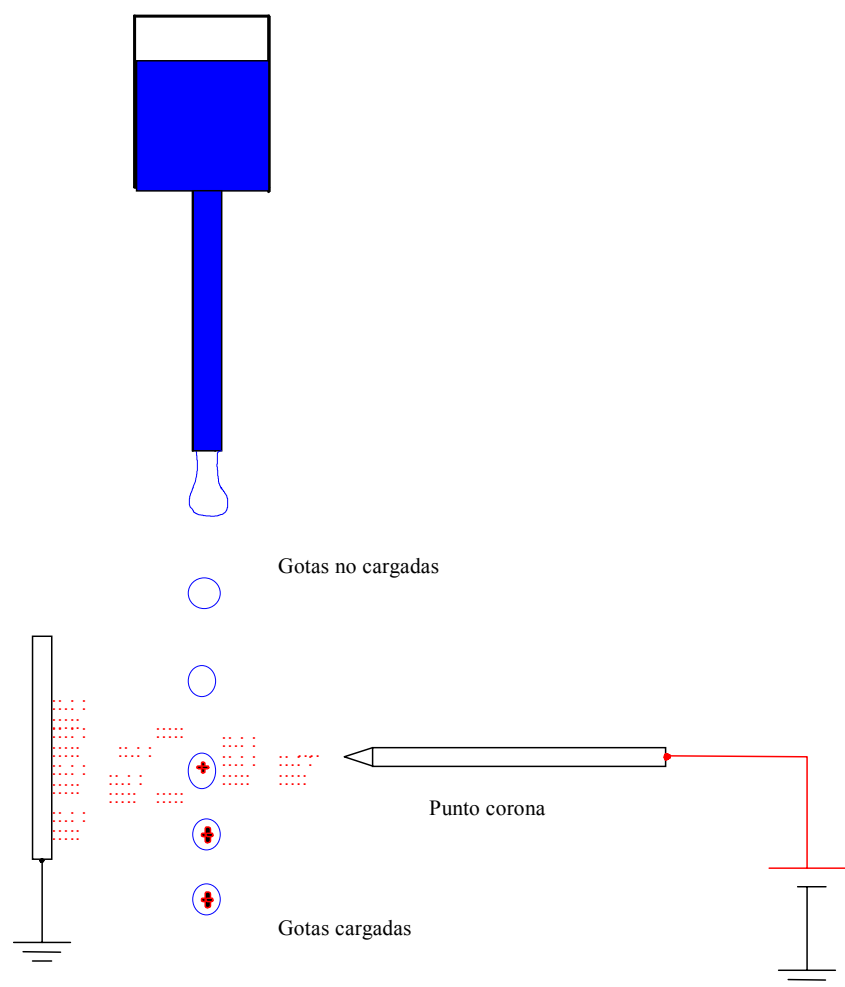


Figura 1.13 – Esquema de un sistema de excitación por impacto de iones.

Este último sistema está esquematizado en la figura 1.13. Consiste en el aporte de iones sobre la superficie del chorro o sobre las gotas al hacer pasar el líquido a través de una región

en la cual se provoca una descarga corona. Los iones producidos por la descarga chocan con el líquido y son incorporados por él.

1.5.2 – Inestabilidades en chorros excitados eléctricamente

El estudio de inestabilidades en chorros fuertemente electrificados tiene una elevada diversidad de posibilidades y una descripción de todas ellas escapa, en general, al objetivo de este trabajo. La cantidad de casos en que estos estudios han sido efectuados es además escasa, por lo cual se centrará la atención sobre inestabilidades en chorros electrificados en ocasión de presentar los aspectos teóricos que hacen al marco del estudio experimental, dentro del capítulo siguiente.

1.5.3 – Regímenes en chorros electrificados

No existe un acuerdo generalizado acerca de la nomenclatura a seguir para clasificar los diferentes regímenes que pueden darse en chorros excitados electrostáticamente. A continuación se expone una clasificación que fue establecida en el trabajo de **Cloupeau y Prunet-Foch** [40]. Esta clasificación no toma en cuenta aquellos casos en que el escurrimiento es forzado por medios neumáticos u otros, en los cuales la aplicación del campo eléctrico tiene el objeto de cargar las gotas y de reducir ligeramente su diámetro medio, sino aquellos en los cuales el campo eléctrico es la causa de la atomización del líquido en finas gotas.

1.5.3.1 – Régimen de goteo

En este régimen, la emisión de gotas puede ocurrir a intervalos regulares de tiempo, sin la creación de gotas satélite, de forma tal que las gotas tienen todas el mismo tamaño.

La figura 1.14 representa esta situación y muestra en la curva dos puntos, A y B, en los cuales se observa respectivamente cuando el menisco esta en la posición mas elevada y cuando la gota se separa. En general las gotas son de mayor tamaño que el del capilar, lo que lleva a la emisión de gotas grandes a bajas frecuencias.

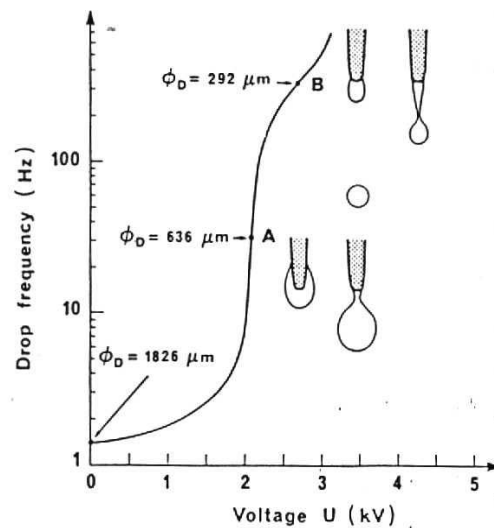


Figura 1.14 – Régimen de goteo sin formación de satélites. Relación entre la frecuencia de desprendimiento de gotas y la tensión [40].

Contrariamente al caso anterior, en donde no hay formación de satélites, cada gota puede estar acompañada por la formación de uno o varios satélites. La figura 1.15 muestra que las gotas principales están unidas por un largo y delgado filamento cuando se separan del capilar, el cual se rompe en un gran número de pequeñas gotas.

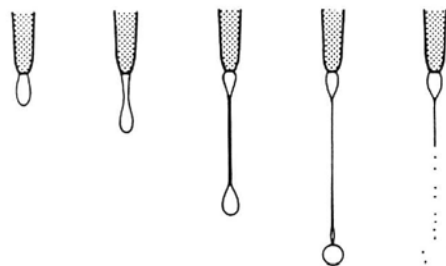


Figura 1.15 – Régimen de goteo con gota satélite. Gotas principales unidas por un filamento.

Si el campo eléctrico en el extremo de la gota pendiente es suficiente para crear un chorro siguiendo el mismo proceso que para el modo cono - chorro descrito a continuación, un gran número de pequeñas gotas son emitidas durante el ciclo de formación de cada gota principal.

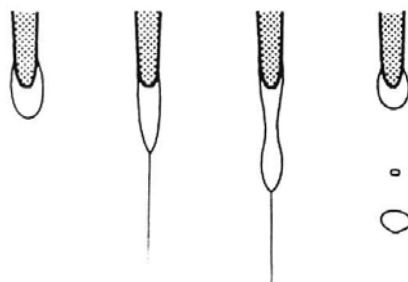


Figura 1.16 – Régimen de goteo con formación de chorro.

1.5.3.2 – Regímenes con formación de conos de Taylor

En estos casos el menisco toma la forma de un cono extendido en su extremo por un chorro permanente que rompe luego en gotas. Es de mucho interés porque pueden ser obtenidos para un amplio rango de conductividad eléctrica del líquido, pueden producirse aerosoles con un amplio rango de tamaño medio de gotas incluido el rango submicrónico, y los aerosoles son muchas veces monodispersos.

1.5.3.2.1 - Régimen de cono-chorro

La figura 1.17 muestra esquemáticamente este régimen. Para líquidos de relativamente alta conductividad, la zona de formación del chorro se limita al extremo del menisco, el cual puede tener generatriz recta (a) o curva (b).

Para valores menores de conductividad, la zona de aceleración se extiende mas hacia la base del cono. En el límite, esta zona puede comenzar en la salida del capilar. Sin embargo el

perfil del líquido a la salida del capilar a menudo permanece similar a un cono, mas o menos abierto (c, d).

También puede darse una asimetría en el menisco (e). En el límite, el desprendimiento del chorro puede llegar a estar en la periferia del extremo del capilar.

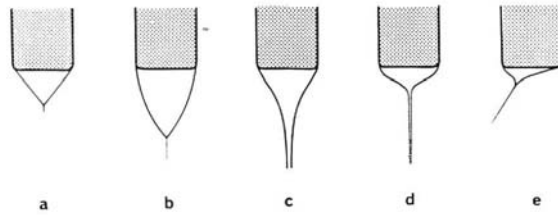


Figura 1.17 – Diferentes formas del menisco en el régimen cono - chorro.

Si la carga del chorro no es muy elevada, la ruptura del mismo en gotas toma lugar de la misma manera que los chorros neutros sometidos a inestabilidades varicosas, y aquí también es posible observar la aparición de gotas satélite. Dependiendo de las condiciones, los aerosoles producidos pueden ser mono o poli dispersos. (Figura 1.18 a).

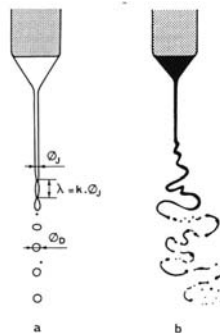


Figura 1.18 – Ruptura del chorro en el régimen cono - chorro. Inestabilidades varicosas (a), inestabilidades sinuosas (b).

Cuando la presión electrostática en el chorro supera la presión capilar, las gotas mas grandes tienen una carga que supera la carga límite de Rayleigh, y entonces emiten un chorro que se desintegra en finas gotas. Si la tensión es ligeramente aumentada, aparece la

inestabilidad sinuosa, y se incrementa a medida que el campo lo hace. El chorro rompe en este caso en finas gotas de muchos tamaños. (Figura 1.18 b).

Algunas variantes del modo cono chorro se muestran en la siguiente figura. El caso (a) se presenta para valores de campo algo menores de los que establecen un chorro continuo, es un régimen de transición. Los casos (b) y (c) se dan para campos eléctricos grandes.

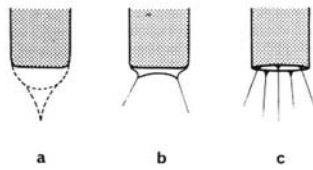


Figura 1.19 – Variantes del régimen cono – chorro. Cono - chorro pulsado (a), multichorro (b).

1.5.3.2.2 – Régimen de micro goteo

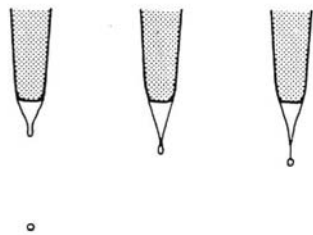


Figura 1.20 – Régimen de micro goteo.

En este caso la emisión de gotas toma lugar de una en una como en el modo de goteo convencional, pero las gotas tienen un diámetro mucho menor que el de la sección de salida del capilar. En general para este régimen, en el extremo de un menisco cónico o redondeado aparece un chorro de longitud variable, en el extremo del cual hay una acumulación de líquido que concluye en la formación de una gota. Luego de la separación de la gota, el chorro toma una extensión variable y el ciclo se reinicia. Este régimen aparece superpuesto al de cono - chorro para valores bajos de tensión y frecuencia de goteo.

1.5.3.3 – Régimen de chorros simple y ramificado

En ausencia de un campo eléctrico, el líquido forma un chorro permanente si el caudal es lo suficientemente alto, por encima de un caudal crítico. En este caso la aplicación de un campo eléctrico de bajo valor tiene el efecto de cargar y acelerar el chorro ya establecido.

El chorro también puede ser obtenido con caudales menores al crítico, si la tensión aplicada excede un cierto valor mínimo.

En cualquiera de los dos casos anteriores, cuando la tensión es incrementada, el comportamiento del chorro al principio es similar al que se observa en el régimen cono - chorro, y luego se producen ramificaciones en número variable.

La figura 1.21 muestra esquemáticamente este régimen y sus diferentes aspectos. En el caso (a), el chorro rompe en grandes gotas posiblemente acompañadas de gota satélite. En (b), las gotas separadas emiten a veces uno o dos chorros delgados que rompen en finas gotas. En (c) se aprecia que la ruptura se produce por la amplificación de inestabilidades sinuosas. En el caso (d) el chorro forma una sucesión de regiones engrosadas desde las cuales emergen uno o varios chorros delgados. En (e), el chorro se ensancha a poco de dejar el capilar y muchos chorros finos son emitidos alrededor. Finalmente en (f), para muy altos valores de tensión, la parte permanente del chorro desaparece y el aspecto del aerosol cambia constantemente.

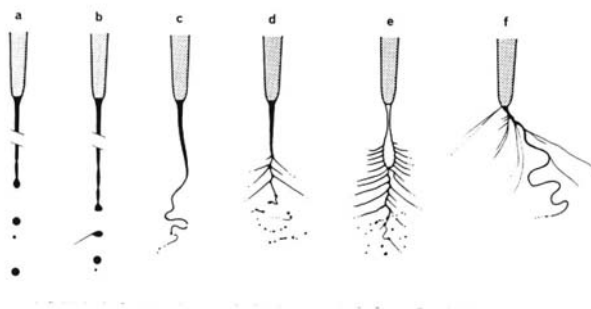


Figura 1.21 – Chorros simple y ramificado.

1.5.3.4 – Régimen “ahusado”

En los regímenes precedentes, la producción de gotas toma lugar desde la ruptura de un chorro o directamente de la separación de parte del líquido acumulado en el menisco. Un caso especial lo constituye aquel en el cual los dos tipos de formación de gotas coexisten.

Este régimen se representa en la figura 1.22, la cual muestra las diferentes etapas del ciclo de formación de gotas. Un menisco redondeado (1) se alarga (2) y un chorro delgado emerge de su extremo rompiendo luego en gotas (3). La elongación del menisco se acentúa (4,5) y una estrangulación ocurre en la base de la parte ahusada (6). Un volumen de líquido con forma de huso finalmente se separa (7). Luego se contrae formando una gota principal (8), mientras que el chorro remanente continua rompiendo en finas gotas (9,10).

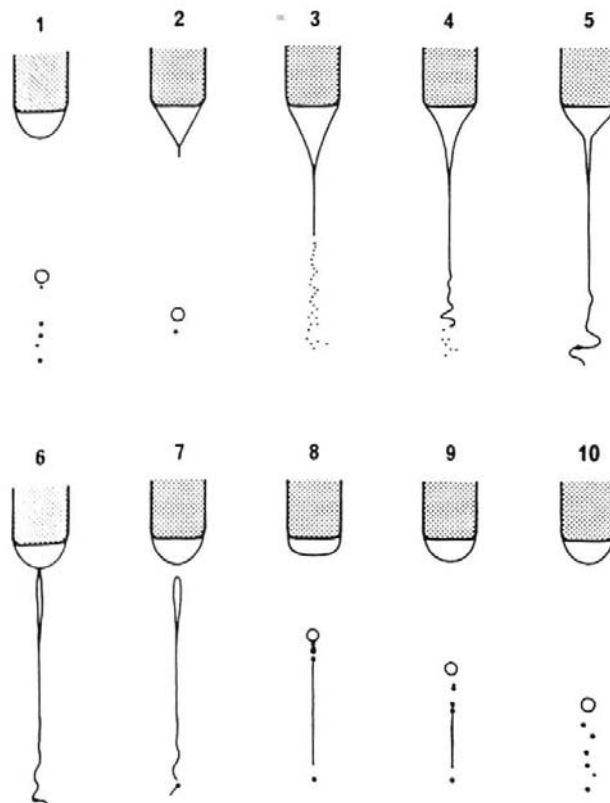


Figura 1.22 – Representación esquemática del régimen ahusado.

1.5.3.5 – Pasaje de uno a otro régimen

En general, demasiados parámetros interactúan (viscosidad del líquido, constante dieléctrica, conductividad eléctrica, tensión superficial, tipo de capilar, entre otros), y no siempre es posible conocer de antemano el régimen a obtener cuando se conocen los valores de los principales parámetros. Así, para un mismo sistema y un mismo líquido, pequeñas diferencias en detalles experimentales como la forma y la capacidad de mojado del extremo del capilar, definen la iniciación de un modo sobre otro y cambios en las características del aerosol formado.

En síntesis, diferentes regímenes tienen lugar en la excitación eléctrica de chorros, siendo en algunos casos sutiles las diferencias que permiten clasificarlos, lo cual hace que puedan aparecer solapados cuando se toman en cuenta relaciones entre los parámetros de interés. Las diferencias que se observan para cada modo en lo que respecta a los mecanismos de ruptura, promueven que las características de las gotas formadas, como por ejemplo el tamaño, sean diferentes para cada uno de ellos.

1.6 – INTERÉS DEL ESTUDIO SOBRE CHORROS. APLICACIONES

Las aplicaciones prácticas de los chorros líquidos son numerosas y variadas, y este hecho, junto con el natural interés desde el punto de vista teórico, hace que el estudio de la inestabilidad de chorros adquiera gran relevancia.

Se ha dejado en claro que la amplificación de cierto tipo de perturbaciones conduce a la desestabilización de los chorros, lo que acarrea la posterior ruptura en gotas. Ligados a las aplicaciones prácticas aparecen dos problemas bien diferenciados: por un lado puede interesar que el chorro no se desintegre en gotas (por ejemplo algunos procesos de llenado de

recipientes y formación de fibras metálicas), y por otro lado interesa que la ruptura se produzca dando como resultado gotas de un tamaño determinado (procesos de atomización).

La aplicación de campos eléctricos a los chorros interesa desde el punto de vista de modificar la dinámica del chorro y de guiar las gotas cargadas que se producen a través de una determinada trayectoria.

A continuación se describen de forma breve algunas de las aplicaciones de los chorros [30, 38, 39, 41].

1.6.1 – Formación de gotas en el proceso Sol-Gel

Una aplicación importante de los chorros líquidos es la desintegración del chorro para formar gotas de líquido que contienen combustible nuclear. Estas gotas son luego secadas y sinterizadas para formar microesferas cerámicas para usar como combustible en reactores nucleares. Los mecanismos para la producción de gotas son varios, pero siempre empleando chorros de baja velocidad [30].

Una solución acuosa que contiene el metal a ser usado como combustible (uranio o plutonio) es dispersada en gotas dentro de un agente desecante líquido de naturaleza orgánica, el cual remueve el agua de la solución formando una suspensión coloidal semi sólida, que es luego secada y sinterizada en hornos.

1.6.2 – Formación de fibras metálicas

Los chorros de metal líquido son usados para producir fibras metálicas que tienen aplicación industrial o en joyería. Una de las técnicas mas simples es aquella en la cual el metal fundido es forzado a escurrir verticalmente a través de un orificio, adquiriendo un

movimiento de caída libre, siendo solidificado durante el mismo. En este caso no se desea que el chorro rompa en gotas, y el calor de solidificación debe ser removido antes de que se vuelva inestable.

1.6.3 – Pulverización de pesticidas

Esta aplicación se presenta en la agricultura como medio de control de plagas. Los pesticidas son atomizados de diferentes maneras, con equipos portátiles manuales, equipos tirados por tractores o desde el aire empleando aviones. En forma convencional, la atomización se produce empleando diversos dispositivos, como por ejemplo pistolas atomizadoras, discos y copas rotantes, etc. En estos casos una gran parte del chorro se pierde a causa del movimiento de las gotas en el aire, dando como resultado una deposición ineficaz del pesticida sobre el cultivo. Para aumentar la eficiencia se emplean dispositivos de atomización electrostática, para los cuales está demostrado experimentalmente que aumenta el rendimiento de la deposición al generarse gotas cargadas eléctricamente.

1.6.4 – Pulverización de pinturas

La aplicación de pinturas atomizadas permite mejorar el rendimiento del recubrimiento obteniendo en general espesores mas delgados y uniformes frente a otros métodos de aplicación. Los pulverizadores convencionales son en general del tipo pistola atomizadora, las cuales emplean aire comprimido como fluido auxiliar. El empleo de la atomización electrostática aumenta la confiabilidad y rentabilidad del proceso. El líquido que surge de un inyector se somete en este caso a la influencia de un campo eléctrico, obteniéndose gotas cargadas de tamaños menores luego de la ruptura, que son guiadas hacia la superficie a

recubrir por fuerzas coulombianas a lo largo de las líneas de campo eléctrico, reduciendo notablemente las pérdidas de pintura.

1.6.5 – Impresoras de chorro de tinta

La impresión por chorro de tinta agrupa hoy en día una gran variedad de procedimientos controlados electrónicamente en los cuales el chorro o las gotas de tinta son depositadas sobre una superficie determinada. Diferentes tecnologías de impresión por chorro de tinta aprovechan los fenómenos electrofluidodinámicos. En esta aplicación reviste fundamental importancia la supresión de gotas satélite, que alterarían la calidad del trabajo.

1.6.6 – Producción de polvos metálicos

Para producir polvos metálicos puros en forma de pequeñas esferas se emplea un método en el cual un cono líquido es producido por fusión en el extremo de una barra metálica consumible que oficia de electrodo. La aplicación de un alto potencial de corriente continua en la barra permite atomizar el metal líquido en gotas esféricas que constituyen el polvo metálico en solidificación. El dispositivo de atomización consiste en el sistema de alimentación automático de alambre metálico, la región de atomización y la de recolección del polvo. De esta forma pueden producirse polvos de cobre, paladio, tantalio, molibdeno y aleaciones, y de compuestos metálicos - cerámicos.

1.6.7 – Atomización de combustibles

El propósito de la atomización de combustibles en motores y quemadores es incrementar la relación superficie - volumen del líquido, para de esta manera aumentar el área de contacto entre el combustible y el aire, favoreciendo la evaporación del combustible y las

reacciones de la combustión. En forma convencional, la atomización se produce por medios mecánicos o neumáticos. El efecto de la aplicación de un campo eléctrico sobre el líquido a la salida del inyector puede ser la obtención de un aerosol de gotas mas pequeñas y de tamaño mas uniforme, lo cual favorece la combustión reduciendo las emisiones de partículas formadas por el combustible que no participa totalmente de la reacción. Adicionalmente, la aplicación de un campo eléctrico conduce al aumento del ángulo del cono que forman las gotas, lo cual favorece el contacto entre el combustible y el aire.

1.7 – CONCLUSIONES

A lo largo de este capítulo se han presentado algunas nociones elementales sobre chorros, tanto sean o no excitados, que servirán de base para el estudio del capítulo siguiente.

En primer lugar se han descripto los diferentes regímenes y la variación de la longitud de ruptura en función de la velocidad para chorros no excitados. Se ha hecho mención a diferentes estudios que han establecido claramente que la ruptura de un chorro en gotas es el producto de la amplificación de perturbaciones axisimétricas de longitudes de onda que están dentro de un determinado rango, el cual guarda relación con el diámetro del chorro sin perturbar. La tasa exponencial de crecimiento de la amplitud de las perturbaciones respecto del tiempo, presenta un máximo en el rango antedicho. En general, las perturbaciones que conducen a la ruptura tienen longitudes de onda cercanas a aquella para la cual la tasa de crecimiento es máxima.

Posteriormente se presentaron los chorros excitados tanto acústica como eléctricamente y los distintos procedimientos que se siguen para lograr la excitación en cada caso. Se ha

hecho mención al estudio de inestabilidades en ambos casos, y se presentaron los regímenes que pueden encontrarse en cada uno de ellos.

En el caso de chorros excitados acústicamente se pusieron de manifiesto las diferencias que existen respecto de chorros sin excitación en lo que a inestabilidad se refiere, y se ha mencionado que los modos que pueden encontrarse son los mismos que para el caso no excitado.

En el caso de chorros con excitación eléctrica, se han destacado las consecuencias que se producen en lo que respecta a la alteración de la estabilidad del escurrimiento y la creación de gotas cargadas luego de la ruptura. Esta situación puede ser aprovechada para establecer un medio de control del tamaño y dispersión de gotas, y del guiado de trayectoria de las mismas. Sin embargo el análisis de los diferentes fenómenos que ocurren en chorros electrificados no es sencillo debido la diversidad de regímenes, la complejidad del estudio de inestabilidades y la escasez de casos resueltos. Se centrará la atención sobre ello en el capítulo siguiente, y tal análisis se limitará al caso particular de este trabajo, el cual presenta una relativa simplicidad.

Finalmente se ha hecho una breve explicación de algunas de las aplicaciones prácticas de los chorros líquidos, las cuales unidas al interés del estudio de estos escurrimientos desde el punto de vista teórico (situación esta que puede echar luz sobre otros campos de la Mecánica de Fluidos), hacen a la importancia del presente trabajo.

REFERENCIAS

1. REITZ R. y BRACCO F, *Mechanisms of break-up of round liquid jets*, Encyc. of Fluid Mechanics, NJ, 3 (1986) 233-249.
2. RANZ W., *Some experiments on orifice Sprays*, The Canadian Journal of Chemical Engineering, (1958) 175-181.
3. BOWER G. et al, *Physical Mechanism for atomization of a jet spray: A comparison of models and experiments*, SAE paper N° 881318.
4. ARAI M. et al, *Similarity between the break-up lengths of a high speed liquid jet in atmospheric and pressurized conditions*, ICLASS-91, Gaithesburg, (1991), 563.
5. HIROYASU H. et al, *Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle*, ICLASS-91, Gaithesburg, (1991), 275.
6. McCARTY M. y MOLLOY N., *Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design*, The Chemical Engineering Journal 7, (1974) 1-20.
7. BIDONE G., *Expériences sur la forme et sur la direction des veines et des courants d'eau lancés par diverses ouvertures*, Imprimerie Royale, Turin, (1829), 1-136.
8. SAVART F., *Mémoire sur la constitution des veines liquides lancés par des orifices circulaires en mince paroi*, Ann. Chem. 53, (1833) 337-386.
9. MAGNUS G., Pogg. Ann. 65, (1855) 1.
10. BUFF H., Pogg. Ann. 3, (1856) 168.
11. BOUSSINESQ J., Mem. Acad. Sci. Paris 23, (1877) 639.
12. PLATEAU J., *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*, Paris, (1856).

13. RAYLEIGH J., *On the stability of jets*, Proc. Lond. Math. Soc. 10, (1878) 4-13.
14. SMITH S. y MOSS H., Proc. Roy. Soc. A, (93) (1916-1917) 373.
15. RAYLEIGH J., *On the capillary phenomena of jets*, Proc. Roy. Soc. A, (29) (1879) 71-97.
16. WEBER K., *Zum zerfall eines flüssigkeitsstrahles*, Z. Angew. Math. Mech. 11, (1931) 136-154.
17. MERRINGTON A. y RICHARDSON E., Proc. Phys. Soc. 59, (1947) 331.
18. MEISTER B. y SCHEELE G., A. I. Ch. E. J. 15, (1969) 689.
19. EISENKLAM P. y HOOPER P., *The flow characteristics of laminar and turbulent jets of liquid*, Brit. Min. Of Supply DGGW Dept. EMR/58/JRL/42 (1958).
20. LEIB S. y GOLDSTEIN M., *The generation of capillary instabilities on a liquid jet*, J. Fluid Mech. 168, (1986) 479-500.
21. GRANT R. y MIDDLEMAN S., A. I. Ch. E. J., 12 (1966) 669.
22. SCHEUBEL F., *Atomization in carburetors*, NACA Tech. Memo N° 644, 1927.
23. SCHWEITZER P., *Mechanism of desintegration of liquid jets*, J. Appl. Phys. 8, (1937) 513-521.
24. TOMOTIKA S., *On the instability of a cylindrical thread of a viscous liquid surrounded by another viscous fluid*, Proc. Roy. Soc. A, (150) (1935) 322-337.
25. MIESSE C., *Correlation of experimental data on the desintegration of liquid jets*, Ind. Eng. Chem. 47, (9) (1955) 1690-1697.
26. RANZ W. y DREIER W., Ind. Eng. Chem. Fund. 3, (1964) 53.

27. DONNELLY R. y GLABERSON W., *Experiments on the capillary instability of a liquid jet*, Proc. Roy. Soc. A, (209) (1966) 547-556.
28. WANG D., *Finite amplitude effect on the stability of a jet of circular cross section*, J. Fluid Mech. 34, (2) (1968) 299-313.
29. YUEN M., *Non-linear capillary instability of a liquid jet*, J. Fluid Mech. 33, (1968) 151-163.
30. ANNO J., *The Mechanics of Liquid Jets*, Lexington Books, (1977).
31. MELCHER, J., *Field-Coupled surface waves*, M.I.T. Press, Cambridge, Mass. (1963).
32. LEVICH V., *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, (1962).
33. CHANDRASEKHAR S., *Hydrodynamics and hydromagnetic stability*, Dover Publications Inc, New York, (1981).
34. CHEN T. y LI X., *Liquid jet atomization in a compressible gas stream*, Journal of Propulsion and Power 15, (3) (1999) 369-376.
35. BASSANI L. y SCARICABAROZZI R., *Anomalous jet breaking: an energetic analysis*, J. Phys. D: Appl. Phys. 21, (1988) 1085-1090.
36. RUTLAND D. y JAMESON G., *Theoretical prediction of the sizes of drops formed in the break-up of capillary jets*, Chemical Engineering Science 25, (1970) 1689-1698.
37. WETSEL G., *Capillary oscillations on liquid jets*, J. Appl. Phys. 51, (7) (1980) 3586-3592.
38. BAILEY A., *Electrostatic Spraying of Liquids*, J. Wiley & Sons, (1988).
39. BAILEY, A., *The theory and practice of electrostatic spraying*, Atomization and Spray Technology 2, (1986) 95-134.

40. CLOUPEAU M. y PRUNET-FOCH B., *Electrohydrodynamic spraying functioning modes: a critical review*, J. Aerosol Sci. 25, (6) (1994) 1021-1036.
41. MICHELSON D., *Electrostatic atomization*, Adam Hilger, (1990).

BIBLIOGRAFÍA

1. ARTANA G., *Etude de la stabilite hydrodynamique de jets a grande vitesse soumis a l'action d'un champ electrique: application a l'injection dans les moteurs diesel*, Tesis de Doctorado, Univ. de Poitiers, (1995).
2. SELENOU NGOMSI DJOKO FOKOU A., *Etude experimentale sur la densite volumique de charge d'un jet a grande vitesse soumis a l'action d'un champ electrique*, Tesis de Doctorado, Univ. de Poitiers, (1999).
3. BAUDRY K., *Analise lineaire et non lineaire de la stabilite d'un jet soumis a l'action d'un champ electrique. Velocimetrie et granulometrie d'un jet de gasoil a grande vitesse*, Tesis de Doctorado, Univ. de Poitiers, (1999).

2 – MARCO TEÓRICO DE LAS EXPERIENCIAS

2.1 – INTRODUCCIÓN

Habiéndose presentado la dinámica de los chorros líquidos en el capítulo anterior, en el presente se discuten consideraciones teóricas directamente relacionadas con el estudio experimental que ha sido llevado a cabo.

Desde un punto de vista general, en primer lugar se realiza una introducción a la teoría de inestabilidades, haciendo hincapié en los diferentes tipos de análisis que pueden presentarse y en las conclusiones que de ellos pueden derivarse (volviendo en parte sobre conceptos esbozados en el capítulo anterior, e introduciendo otros).

Posteriormente, asociado con la propagación de pulsos en un chorro, se presentan las definiciones de los límites del paquete de ondas y la tasa de crecimiento, analizándose además algunas de las posibles respuestas de un chorro frente a este tipo de perturbaciones.

Luego se centra la atención en el estudio teórico de la influencia de los campos eléctricos sobre la propagación de una perturbación tipo pulso. Para ello se comienza por definir la geometría del problema, se establecen luego las hipótesis simplificativas, y se presentan las ecuaciones resultantes y las previsiones teóricas que servirán de base de comparación para el estudio experimental.

En esta circunstancia, finalmente se está en condiciones de introducir claramente el objetivo del presente trabajo.

2.2 – TEORÍA DE INESTABILIDADES EN GENERAL

En este apartado se vuelve sobre el concepto de inestabilidad presentado en el capítulo anterior. Se diferencian los caminos existentes para el estudio de inestabilidades, se establece

luego la diferencia entre las teorías lineales y las no lineales, y son introducidos los conceptos de inestabilidades espacial y temporal, absoluta y convectiva, y local y global.

2.2.1 – Definición y estudio de inestabilidades

El estudio de la estabilidad de un sistema consiste en observar la evolución de una perturbación infinitesimal. Si esta perturbación es amortiguada con el transcurso del tiempo el sistema es considerado estable (en referencia a esta perturbación). Por el contrario si la perturbación crece con el transcurso del tiempo, el sistema se considera inestable (en referencia a esta perturbación) [1]. Generalizando, un sistema se considera estable si lo es en referencia a todas las perturbaciones posibles, y se considera inestable si lo es al menos en referencia a una perturbación.

Para efectuar el estudio de la estabilidad de un sistema existen dos caminos. El primero emplea los métodos globales, mientras que el otro es el análisis en modos normales.

Los métodos globales consisten habitualmente en hallar un potencial generalizado de producción de entropía y en la observación de la estabilidad en términos de extremos de este potencial. Tal potencial, si existe, es llamado función de Lyapunov. Esta definición es válida para métodos como el de la energía generalizada [2].

El análisis en modos normales consiste en descomponer la perturbación (por ejemplo en serie de Fourier) y examinar la estabilidad del sistema observando cada uno de los términos de la descomposición (cada uno de los modos).

Físicamente, una perturbación puede ser pensada como un “paquete de ondas” ($k_i > 0$), de extensión finita, expresado por [1]:

$$\left(\omega_r > 0 \right) \quad (2.1)$$

con $\left(\omega_r < 0 \right)$, ~~el~~ el vector posición, t el tiempo, z la coordenada axial, θ la coordenada angular, η el valor que adopta el modo caracterizado por (k,n) y por la frecuencia ω , para r y t dados, y η_0 la amplitud infinitesimal inicial del modo normal.

Las soluciones del tipo (2.1) podrán existir solamente si ω y k están relacionadas adecuadamente. La ecuación que determina las relaciones permisibles se conoce como ecuación de dispersión [3]. En dicha ecuación, además de la frecuencia ω y del número de onda k , se encuentran involucrados como variables algunos parámetros del escurrimiento, que son independientes de ω y k , tales como, por ejemplo, el número de Reynolds. La ecuación de dispersión se nota como sigue:

$$D(\omega, n, k, \dots) = 0 \quad (2.2)$$

Las soluciones de la ecuación de dispersión son, en el caso mas general, magnitudes complejas. El análisis de los valores que toman las partes real e imaginaria de las soluciones permite establecer en primer término si la onda en cuestión resulta amortiguada o amplificada, y en segundo lugar, clasificar el tipo de inestabilidad. Sobre estos aspectos se volverá posteriormente a lo largo del capítulo.

2.2.2 – Análisis lineal y no lineal

En orden de clasificar los tipos y análisis de inestabilidades, se comenzará por establecer las diferencias entre las teorías lineales y aquellas no lineales.

Básicamente la distinción está hecha en la manera de describir la geometría del chorro perturbado, cuando se descompone la perturbación en series de Fourier. En el primer caso, de teorías lineales, al desarrollar la perturbación en series de Fourier solo se conservan los términos de primer orden, mientras que en el caso de teorías no lineales, se conservan términos de orden superior.

Los análisis lineales solo son rigurosamente aplicables en tanto y en cuanto las amplitudes de las perturbaciones son mucho menores que el radio del chorro no perturbado, razón por la cual alguna de las predicciones que pueden hacerse en base a ellos, tales como la longitud de ruptura, solo tienen un carácter aproximado. No obstante, en un gran número de problemas estos análisis son suficientemente precisos como para dar indicaciones confiables sobre la estabilidad de un chorro, ya que la amplitud de las perturbaciones toma importancia solo en el final de la longitud intacta [4].

Las teorías no lineales en cambio, se ajustan mucho mejor a las observaciones experimentales sobre todo cerca de la zona de ruptura, en donde la amplitud de las perturbaciones adquiere relevancia. A pesar de que las hipótesis básicas acerca del chorro, las ecuaciones de movimiento y las condiciones de borde son las mismas que en las teorías lineales, las aproximaciones matemáticas son diferentes en este caso y permiten arribar a conclusiones distintas [5]. Ejemplos de ello son el estudio del efecto que la amplitud inicial de la perturbación tiene sobre su evolución en el escurrimiento, y el análisis de la evolución de perturbaciones que poseen frecuencias armónicas de la fundamental, lo cual permite predecir en algunos casos, las características de las rupturas denominadas anormales (esto es, formación de gotas satélites), o bien establecer medios para suprimir las gotas satélites cuando las mismas no son deseadas.

2.2.3 – Análisis temporal y espacial

Esta otra distinción aparece asociada al tipo de perturbación impuesta al escurrimiento.

En el análisis temporal se considera que la perturbación es aplicada al flujo en una cierta región del espacio en el tiempo igual a cero. El desarrollo en series de Fourier de este tipo de perturbación proporciona componentes con valores reales del número de onda k , y la variación en el tiempo es obtenida con las frecuencias complejas $\omega(k) = \omega_r(k) + i\omega_i(k)$, raíces de la ecuación de dispersión. En general, en este tipo de análisis, el referencial empleado para efectuar la descripción matemática se mueve solidario a la perturbación.

En el análisis espacial se considera que la perturbación al escurrimiento es aplicada en una cierta región del espacio, y que la misma sigue una cierta función en el tiempo. El desarrollo en series de Fourier de este tipo de perturbación arroja componentes con valores reales de frecuencia ω , y la variación en el espacio es obtenida con los números de onda complejos $k = k_r + ik_i$, obtenidos de la ecuación de dispersión. Para este caso, en general el referencial que se emplea es fijo al laboratorio.

La mayoría de los trabajos de investigación en chorros han sido dedicados a los análisis temporales. Ejemplos de ello y de las conclusiones a que pueden arribarse son los mencionados en el capítulo anterior, en ocasión de describir los chorros líquidos no excitados.

Los análisis espaciales son generalmente empleados para describir la respuesta o “receptividad del flujo” para distintas frecuencias de excitación. Un caso especial de ello lo constituye el denominado “problema de la señal”, en donde las perturbaciones son forzadas en una región específica de manera periódica, lo cual por ejemplo se corresponde con los chorros líquidos excitados acústicamente, descritos con anterioridad.

En el caso del análisis temporal, la estabilidad del escurrimiento está asegurada si la parte real de la frecuencia es negativa ($\omega_r < 0$). Si la parte real de la frecuencia resulta positiva, el sistema es inestable ($\omega_r > 0$). Este exponente es denominado tasa de crecimiento, y determina la dependencia temporal con la cual crece la amplitud del modo considerado. El modo que crece mas rápidamente es el mas inestable, y en general es llamado el modo “mas peligroso”. La parte imaginaria de la frecuencia (ω_i) controla el resto de la dependencia temporal, y si es diferente de cero, el modo es oscilante [2].

Para el análisis espacial, un criterio clásico establece que un flujo es estable cuando la parte imaginaria del número de onda es positiva ($k_i > 0$). Cuando la parte imaginaria del número de onda es negativa ($k_i < 0$), el escurrimiento es inestable. Este exponente es denominado tasa de crecimiento e indica la dependencia espacial con la cual evoluciona la perturbación.

En el análisis espacial, aunque las componentes de la perturbación no posean frecuencias imaginarias, un segundo criterio mas general que permite determinar si la onda es *amplificada* (lo que se corresponde con el caso anterior de inestabilidad) o *no transmitida* (situación que se corresponde con el caso de anterior de estabilidad), requiere considerar como complejos a la frecuencia y al número de onda [6]. Una onda de valor complejo $k(\omega_0)$ para una frecuencia real dada ω_0 , será amplificada si la función $k_i(\omega)$ cambia de signo según ω_i vaya de $+\infty$ a 0 (con $\omega = \omega_r + i\omega_i$, y $\omega_r = \omega_0$). Si $k_i(\omega)$ no cambia de signo la onda entonces no se transmite. Por supuesto, este criterio proporciona la misma información que el criterio anterior.

En general, los análisis temporal y espacial arrojan la misma información solo cuando se cumplen las condiciones especificadas en el teorema de **Gaster** [7].

2.2.4 – Inestabilidades absoluta y convectiva

No hay una regla absoluta para determinar de manera anticipada cual análisis es el apropiado para un problema en particular. La razón es que las teorías espaciales describen la respuesta de un sistema forzado solamente en el límite del tiempo tendiendo a infinito. Para decidir en que manera un sistema evoluciona (temporalmente, espacialmente, u otro en el cual tanto k como ω sean complejos), es necesario evaluar la respuesta asintótica del mismo ante una perturbación tipo pulso, considerando como complejos tanto al número de onda como a la frecuencia [8]. Esta respuesta está asociada con la presente clasificación, según se verá.

Toda perturbación puede ser pensada como un paquete de ondas en el espacio, de dimensión finita, como se ha destacado con anterioridad. Para un escurrimiento inestable, pueden distinguirse dos tipos de inestabilidad, la convectiva y la absoluta [6].

Si el paquete de ondas creciente es arrastrado alejándose de la fuente de perturbación, la inestabilidad es convectiva. Esto finalmente produce la ruptura del chorro cuando la amplitud es lo suficientemente grande, hecho que toma lugar en una posición alejada de la fuente de perturbación (en el contexto matemático puede decirse que si no se llegara a la ruptura, en todo punto de la superficie del chorro la amplitud de la perturbación tiende a cero cuando el tiempo tiende a infinito).

Por el contrario, en un flujo inestable absolutamente, una perturbación localizada se extiende aguas arriba y abajo de la fuente de perturbación, contaminando el escurrimiento por completo y creciendo indefinidamente en todo punto del espacio (en términos matemáticos,

puede decirse que si no se llegara a la ruptura, en todo punto del flujo la amplitud de la perturbación tendería a infinito cuando el tiempo tiende a infinito).

El paquete de ondas que representa a la perturbación, se propaga en el escurrimiento con una cierta velocidad de grupo, que está definida mediante:

$$V_g = \frac{\partial D / \partial k}{\partial D / \partial \omega} = \frac{\partial \omega_r}{\partial k} + \frac{\partial \omega_i}{\partial k} \quad (2.3)$$

Algunos autores asocian el carácter absoluto o convectivo de la inestabilidad a flujos subcríticos o supercríticos, en los cuales la velocidad del escurrimiento es menor o mayor que la velocidad de grupo, respectivamente. De acuerdo con [6], una inestabilidad absoluta para un cierto referencial dado (por ejemplo uno que se desplaza a la velocidad del chorro), puede transformarse en una inestabilidad convectiva en otro referencial (por ejemplo uno fijo en el origen del chorro).

Asociado con ello aparece un primer criterio para diferenciar una inestabilidad absoluta de una convectiva. El mismo establece que, para un referencial dado, la inestabilidad es absoluta cuando la velocidad de grupo de la perturbación es nula.

Un segundo criterio [6, 9], se basa en considerar como complejos tanto al número de onda como a la frecuencia. En este caso puede fijarse un valor para ω_r y determinar los valores de k , para un cierto valor de ω_i , que puede ser variado. La ecuación que permite la determinación de k arroja una raíz doble que está representada por dos puntos en el plano complejo k . Los diferentes valores de ω_i cambian la posición de los puntos k solución de la ecuación. Puede existir entonces una cierta combinación de ω_r y ω_i , identificada como $\omega_c = \omega_{rc} + \omega_{ic}$ (punto comúnmente denominado frecuencia absoluta), para la cual la raíz $k(\omega)$ es

única, es decir que las dos raíces se confunden. El criterio establece que un sistema es absolutamente inestable si $\omega_{ic} > 0$, y convectivamente inestable si $\omega_{ic} < 0$ (la parte imaginaria de la frecuencia absoluta se denomina tasa de crecimiento absoluta). Cuando $\omega_{ic} \rightarrow +\infty$, las dos raíces se sitúan de uno y otro lado del eje real del plano complejo k . Cuando se da la situación de igualdad de las dos raíces, se cumple la condición de nulidad de la velocidad de grupo, en concordancia con el criterio anteriormente expuesto.

Para el segundo de estos criterios, **Gaster** [10] sugiere considerar la respuesta forzada del sistema ante una perturbación tipo pulso, ya que tal perturbación contiene modos caracterizados por todas las frecuencias y números de onda, y de esa manera cualquier singularidad se verá reflejada en la respuesta del sistema. Generalmente, en este tipo de análisis solo se toma en consideración a la singularidad que describe el modo de mayor tasa de amplificación.

La mayor parte de la literatura ha sido consagrada al estudio de inestabilidades convectivas. En el campo de las inestabilidades absolutas, **Leib y Goldstein** [11,12] han establecido que si se desprecian efectos gravitatorios y de la atmósfera circundante, un chorro líquido con perfil inicial de velocidad parabólico, el cual se relaja hacia otro tipo tapón, y con un número de Reynolds bajo, puede volverse absolutamente inestable por acción de las fuerzas de tensión superficial. En sus trabajos se muestran curvas en las cuales se representa el pasaje de uno a otro tipo de inestabilidad, en función de un parámetro característico del perfil inicial de velocidad y del número adimensional de Weber, el cual representa la relación entre las fuerzas de inercia y las de tensión superficial, y está definido por:

$$We = \frac{\rho \cdot U_o^2 \cdot a}{\gamma} \quad (2.4)$$

con ρ la densidad del líquido, U_0 la velocidad media del escurrimiento, a el radio del chorro y γ la tensión superficial. Para el caso de un chorro con perfil de velocidad inicial tipo tapón, muestran que el valor de We para el cual la inestabilidad cambia entre absoluta y convectiva, tiene un valor asintótico de aproximadamente 3,1 según Re tiende a infinito. Respecto del efecto de la viscosidad del líquido, concluyeron que cuando la misma aumenta y para Re bajos, disminuye el We crítico que marca el cambio entre inestabilidad absoluta y convectiva. En cualquiera de los dos casos, el aumento de We para valores determinados de los parámetros, hace que se vea reducida la tasa de crecimiento absoluta, o en otras palabras, que la velocidad de propagación de las ondas aumente y el flujo "tienda a ser mas convectivo". Con este tipo de análisis, puede intentarse una explicación de la transición entre el régimen de goteo y el de un chorro completamente establecido, cuando se incrementa la velocidad del escurrimiento.

Lin y Lian determinaron que la inestabilidad absoluta en chorros líquidos también puede darse cuando se considera el efecto de un medio gaseoso circundante, tanto sea para un gas viscoso [13], como no viscoso [14]. Para el caso del gas no viscoso, encontraron que el aumento de la relación entre las densidades del gas y del líquido, atenúa el efecto antes mencionado de la viscosidad del líquido. Con el aumento de la relación de densidades, la tasa de crecimiento absoluta tiende a incrementarse, la velocidad de propagación de las ondas se ve disminuida, por lo que el escurrimiento "tiende a ser mas absoluto". Cuando el efecto viscoso del gas es considerado, concluyeron que el dominio de inestabilidad absoluta resulta ampliado significativamente.

Zhou y Lin [15], encontraron que el fenómeno de inestabilidad absoluta en chorros de fluidos no viscosos y compresibles, que se desarrollan dentro de otro fluido no viscoso y compresible, aparece no solo asociada a efectos de la tensión superficial, sino también a

efectos de fluctuación en la presión interfacial. La inestabilidad absoluta resulta de esta manera promovida por la compresibilidad del fluido circundante. El carácter absoluto de la inestabilidad puede verse reducido, en el caso analizado, tanto sea mediante la reducción de la tensión superficial como por el incremento de la compresibilidad del fluido del chorro.

En el campo de chorros líquidos excitados eléctricamente, **Artana et al** [16] concluyeron que el efecto de un campo eléctrico coaxial con el escurrimiento, para un chorro líquido de alta conductividad eléctrica, es similar al mostrado en [14] cuando aumenta la relación de densidades. Un aumento en la intensidad del campo eléctrico puede cambiar el carácter de la inestabilidad, de convectiva a absoluta, disminuyendo la velocidad de propagación del paquete de ondas, pudiendo el flujo pasar de supercrítico a subcrítico.

Un estudio experimental sobre inestabilidades absolutas en chorros líquidos fue efectuado por **Vihinen et al** [17]. Ellos muestran en su trabajo la transición de uno a otro tipo de inestabilidad en función de parámetros adimensionales del escurrimiento, los números de Reynolds y Weber. La conclusión a la que arribaron es que las predicciones teóricas concuerdan cualitativamente con sus resultados experimentales, en el rango de Re y We estudiado y pasible de ser comparado con resultados teóricos (para escurrimientos con valores muy bajos de Re y We , las teorías no son precisas debido a dificultades de índole computacional).

Un chorro convectivamente inestable de aceite SAE 10 es mostrado en la figura 2.1. Puede apreciarse que se trata de un chorro establecido, perturbado axisimétricamente (modo $n=0$), en el cual las perturbaciones se alejan de la fuente y finalmente provocan la ruptura en gotas.

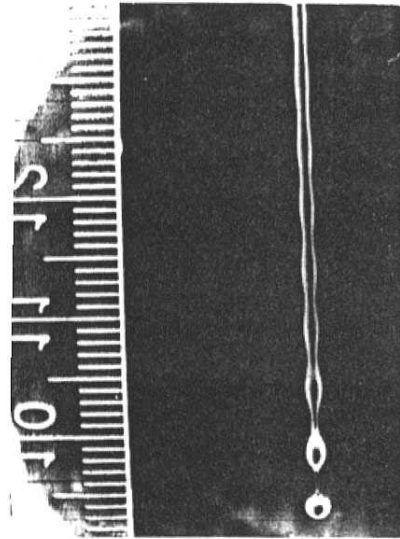


Figura 2.1 – Chorro convectivamente inestable. $Re=5,4$; $We=17,857$ [17].

La figura 2.2 es un ejemplo de inestabilidad absoluta, en un chorro de glicerina. Luego de la aparición de la inestabilidad absoluta, la perturbación se propaga aguas arriba de forma repentina agolpándose hacia el orificio y formando un pendiente, mientras que se propaga aguas abajo creciendo lentamente sobre el fino chorro que emana del pendiente. Entre 0,2 y 0,4 segundos luego de que la gota se ha separado, el filamento líquido resulta estrechado en el pendiente, debido a la acción de la tensión superficial, hasta que se produce su separación. También puede observarse que la amplitud de la perturbación crece en el tiempo, y que el pendiente va tomando una forma cada vez mas esférica, en tanto que el flujo por el orificio permanece constante. El modo de inestabilidad observado en esta figura se corresponde con el modo global que se presentará posteriormente (luego de la aparición de la inestabilidad absoluta, la amplitud de las perturbaciones crece a lo largo de toda la superficie del chorro).

Observando ambas figuras, puede verse que en el caso del problema de la señal, un sistema inestable solamente puede comportarse como convectivo. Esto se debe a que en el caso de inestabilidad absoluta la perturbación crece indefinidamente con el tiempo en todo

punto del escurrimiento, de manera tal que el establecimiento de un patrón de ondas en régimen permanente es imposible [6].

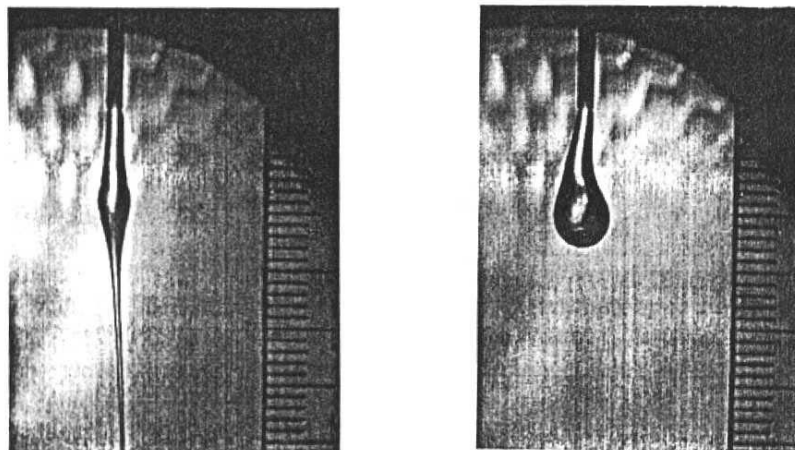


Figura 2.2 – Chorro absolutamente inestable. $Re=0,082$; $We=0,349$. Izquierda: 0,2 seg. después de la separación de la gota. Derecha: 0,4 seg. después del goteo [17].

En resumen, la inestabilidad de un escurrimiento puede ser clasificada en convectiva o absoluta de acuerdo a si el paquete de ondas representativo de las perturbaciones se propague aguas abajo de la fuente o en ambas direcciones, respectivamente. El pasaje de uno a otro tipo de inestabilidad ha sido estudiado teóricamente, encontrándose las relaciones apropiadas entre los parámetros del escurrimiento para que éste hecho tome lugar. Los efectos producidos por la viscosidad del chorro, la atmósfera circundante y la excitación eléctrica entre otros, sobre los parámetros antes mencionados, también han sido investigados en forma teórica. En cambio en el campo experimental, la bibliografía sobre este fenómeno es mucho mas escasa hasta el momento.

2.2.5 – Inestabilidades local y global

Los análisis temporales y espaciales discutidos anteriormente, por lo general están restringidos a la estabilidad local del perfil de velocidades en un sitio típico del escurrimiento, el cual es invariante en la dirección de la propagación de las perturbaciones.

Sin embargo, cuando el escurrimiento básico difiere de un sitio a otro de manera significativa, el análisis de la estabilidad requiere considerar no solamente la estabilidad del perfil local de velocidad en un sitio característico (lo cual constituye un análisis local), sino la estabilidad del escurrimiento por completo (que es el caso de un análisis global).

El análisis de la estabilidad de chorros en donde se toman en cuenta efectos gravitatorios, la relajación del perfil inicial de velocidad, o la acción viscosa de la atmósfera circundante, entre otros fenómenos, requiere de los métodos globales ya que en esos casos se presenta variación del flujo básico de un lugar a otro.

Algunos autores [8, 18, 19], sugieren que en flujos de superficies libres que se desarrollan espacialmente, existe una vinculación entre las propiedades de inestabilidades locales y globales, si en la escala de la longitud de onda de la perturbación, el flujo básico se desarrolla lentamente en la dirección del escurrimiento. Tal relación puede ser resumida como sigue: la inestabilidad global puede ser promovida por la existencia de inestabilidad local y absoluta, en tanto que la ausencia de inestabilidad local y absoluta es condición suficiente para asegurar la estabilidad global cuando los efectos de borde y de realimentación son despreciables. Esta vinculación provee un medio de diagnóstico de relativa sencillez para flujos globalmente inestables.

Análogamente a la clasificación de inestabilidades absoluta o convectiva, para este tipo de escurrimiento establecieron una distinción para el comportamiento global entre

“amplificador” y “oscilador”. El primer caso corresponde a la situación en la cual el sistema retorna al estado no perturbado cuando cesa la excitación externa, comportándose como un amplificador que selectivamente amplifica ruidos externos. El segundo caso se refiere a la situación en donde el sistema, partiendo del estado no perturbado, desarrolla oscilaciones autoexcitadas que crecen con el tiempo en cualquier lugar fijo, al ser perturbado mediante un pequeño impulso. En este último caso, el sistema muestra una respuesta global intrínseca que se desarrolla con frecuencias características propias del sistema oscilatorio. En general, tal respuesta es independiente de la naturaleza del impulso inicial, y eventualmente de cualquier acción adicional externa, forzada y continua, de bajo nivel.

Estos autores han comprobado la validez de sus análisis mediante estudios experimentales que incluyen, entre otros, estelas de vórtices detrás de cuerpos romos bidimensionales, transición al régimen de goteo en chorros líquidos y chorros calefaccionados de baja densidad.

Un estudio experimental sobre chorros en los cuales el perfil de velocidad se relaja desde uno parabólico en el inicio hacia otro tipo tapón fue efectuado por **Debler y Yu** [20]. Ellos concluyeron que la teoría desarrollada en [11], coincide cualitativamente con sus resultados en relación a la tasa de crecimiento de las perturbaciones, mostrando que la relajación del perfil de velocidad conduce a una reducción del carácter inestable del flujo. En tanto que ellos determinaron una relación de 2:1 entre las tasas de crecimiento de un chorro con perfil de velocidades plano y uno con perfil parabólico en el inicio, en [11] se muestra una relación de 4:1. En su trabajo además proponen un modelo para este tipo de problemas, el cual muestra concordancia con las observaciones experimentales.

Yakubenko [21] efectuó un análisis lineal de la estabilidad global en un chorro líquido que emana de un inyector inclinado respecto al campo gravitatorio. La conclusión a la que

arribó en su trabajo es que un modo global autoexcitado aparece aún cuando en todo punto del escurrimiento, el flujo es local y convectivamente inestable, esto es cuando no hay regiones de inestabilidad local y absoluta, y que el inyector juega un rol preponderante en la aparición del modo global al influir en el perfil inicial de velocidad en el chorro. Sus conclusiones teóricas además aparecen apoyadas por un sencillo estudio experimental incluido en el mismo trabajo. El modo global está compuesto de tres ondas, las cuales interactúan en varios puntos del escurrimiento, cercanos al orificio. El resultado de este trabajo es sorprendente, en el sentido de que contradice la conexión entre inestabilidades locales y globales comentada anteriormente.

Mediante un análisis lineal, **Yakubenko** [22] encontró que un chorro circular no viscoso de gran longitud, pero finita, se comporta inestable globalmente cuando son fijadas las condiciones de borde adecuadas en el comienzo y en el final del escurrimiento. La situación de inestabilidad global se presenta aún cuando el correspondiente flujo infinito es convectivamente inestable. El modo global está compuesto por un par de ondas que se propagan en direcciones opuestas y que se reflejan una hacia otra en los bordes del escurrimiento.

Para un chorro en caída libre, **Le Dizès** [23] desarrolló un modelo lineal de estabilidad global, asumiendo que las fuerzas de inercia y las de tensión superficial gobiernan la dinámica del chorro por sobre las gravitacionales, despreciando el efecto de la densidad del gas circundante y asumiendo que el perfil de velocidades es plano en cada sección. Con tal análisis encontró que un modo globalmente inestable, compuesto de tres ondas locales planas autoexcitadas, y que interactúan en el orificio donde es formado el chorro, se presenta por encima de la transición entre las inestabilidades absoluta y convectiva locales. Estos resultados concuerdan cualitativamente con los mostrados en [8, 18]. Cuando el modo global

aparece, el flujo se comporta como un oscilador, en donde fundamentalmente las perturbaciones crecen modificando el flujo básico cerca del orificio. Esta modificación es importante para explicar la transición al régimen de goteo, cuando no intervienen efectos no lineales que tienden a estabilizar los modos globales.

Artana y Seguin [24] analizaron el caso de un chorro en caída libre y excitado electrostáticamente. Suponiendo a la evolución del chorro gobernada fundamentalmente por la acción de la gravedad, establecieron las relaciones entre las fuerzas de tensión superficial, de inercia, y eléctricas, que aseguran la supresión de modos globales en chorros no viscosos y de alta conductividad eléctrica. En su trabajo muestran que la presencia de inestabilidad local absoluta en el escurrimiento, promueve la aparición de modos globales en las cercanías del orificio en donde se forma el chorro, cuando existe un fuerte campo eléctrico. En general, sugieren que chorros de baja velocidad excitados con campos eléctricos intensos, son escurrimientos en donde la estabilidad global debe ser cuidadosamente estudiada.

Resumiendo, otro tipo de inestabilidad, la global, puede aparecer cuando por distintas razones, el flujo básico muestra diferencias en el comportamiento de un lugar a otro del escurrimiento. Cuando un flujo es globalmente inestable, puede comportarse como un amplificador de ruidos externos, o como un oscilador que muestra ondas crecientes con el tiempo en un lugar fijo, que son autoexcitadas, y que poseen frecuencias características. La conexión entre las propiedades de inestabilidad local y el comportamiento global de un flujo no está clara y es un motivo de controversias. No obstante, algunas observaciones sostienen la idea de que la existencia de inestabilidades locales y absolutas en un escurrimiento, es una condición necesaria para la aparición de modos globales. La presentación de algunos trabajos en el campo de inestabilidades globales, hecha precedentemente, es una muestra de ello.

2.3 – PROPAGACIÓN DE UN PULSO

La respuesta de un flujo ante una perturbación tipo pulso impuesta al mismo, ha sido estudiada por **Gaster** [10], entre otros [8, 18]. El problema considerado es aquel de un flujo paralelo (pudiendo aplicarse sus conclusiones a un chorro líquido circular), excitado con una perturbación pulsante en el espacio y en el tiempo. Ante tal perturbación, el sistema responde desarrollando una onda viajera bidimensional, la cual para el caso de un chorro circular de radio r y coordenada axial z , muestra una dependencia espacio-temporal que puede ser descripta mediante la siguiente ecuación, con k y ω magnitudes complejas, siendo t el tiempo transcurrido luego de la aplicación de la perturbación:

$$\psi(r, z, t) = \phi(r) \cdot e^{i(k \cdot z - \omega \cdot t)} \quad (2.5)$$

De particular interés resulta el comportamiento asintótico de la respuesta para $t \rightarrow \infty$, ya que esto provee un medio de análisis del escurrimiento en términos de inestabilidades absoluta o convectiva. La respuesta asintótica, o función de Green, es obtenida convenientemente en términos de k y ω , en el espacio de Fourier. Esta función está definida como:

$$G(z, t) \approx \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i(k \cdot z - \omega \cdot t)}}{D(\omega, k, \dots)} dk d\omega \quad (2.6)$$

Evaluando la transformada inversa de Fourier, se halla que la respuesta sobre cada rayo $z/t = cte.$, está gobernada por el modo menos estable, con una velocidad de grupo real igual a z/t . Para este modo, los correspondientes número de onda k^* y frecuencia ω^* , relacionados a

través de la ecuación de dispersión, satisfacen entonces las siguientes ecuaciones (que surgen a partir de (2.3):

$$\frac{\partial \omega_r}{\partial k_r}(k^*) = \frac{z}{t} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial k_i}(k^*) = 0 \quad (2.8)$$

Sobre cada rayo z/t , el modo experimenta un crecimiento en el espacio y en el tiempo, con una tasa definida como sigue (en donde el miembro de la derecha está escrito en la forma de un crecimiento temporal):

$$\sigma_i = -k_i^* z + \omega_i(k^*)t = -\left[k_i^* \cdot \frac{z}{t} - \omega_i(k^*) \right] \cdot t \quad (2.9)$$

Si un escurrimiento es inestable, el paquete de ondas resulta confinado entre dos rayos para los cuales $\sigma_i = 0$ (los rayos de “cabeza” y de “cola”), y la máxima tasa de crecimiento asociada con el modo mas amplificado, aparece para un rayo z/t determinado, para el cual $\sigma_i = \omega_{i,max}$.

La figura 2.3 es un ejemplo de posibles respuestas ante una perturbación pulsante, para diferentes rangos de un parámetro de control R genérico. Las perturbaciones crecen exponencialmente sobre todos los rayos contenidos dentro de los límites indicados, y son amortiguadas fuera de estos límites. Un primer valor crítico R_c marca la transición entre un flujo estable representado por (a), a uno convectivamente inestable mostrado en (b). Existe otro punto de transición dado por $R_t > R_c$, por encima del cual el flujo se vuelve

absolutamente inestable (c). Puede observarse en este caso que la perturbación se propaga también aguas arriba de la fuente.

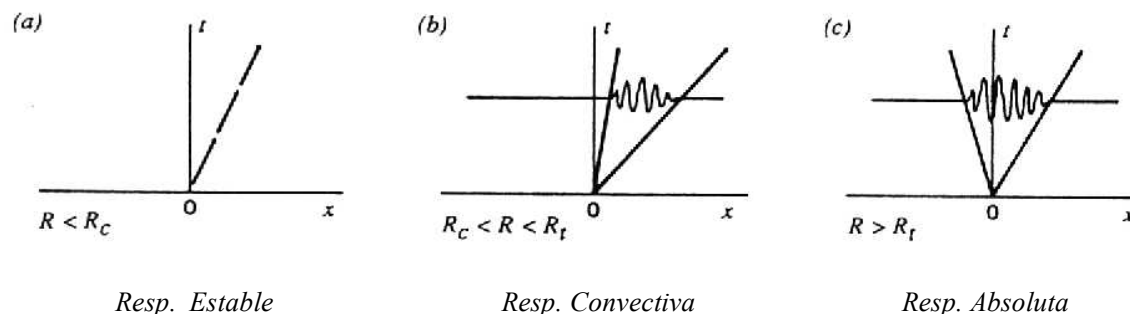


Figura 2.3 – Representaciones de respuestas impulso típicas [18].

Estas representaciones se refieren a un flujo que se comporta de manera localmente inestable. Las distintas respuestas para flujos que muestran modos de inestabilidad global, no serán analizadas aquí pero pueden ser consultadas en [18].

2.4 – EFECTO DE UN CAMPO ELÉCTRICO EN LA RESPUESTA DE UN CHORRO LÍQUIDO FRENTE A UNA PERTURBACIÓN TIPO PULSO

Se ha mencionado que en un escurrimiento inestable, la respuesta a una perturbación pulsante puede ser caracterizada por dos parámetros: la tasa de crecimiento de la perturbación y la velocidad con la cual la misma se propaga en el flujo. Respecto del último parámetro, se vio que un campo eléctrico reduce la velocidad de propagación haciendo en teoría posible gobernar el carácter absoluto o convectivo de la inestabilidad de un chorro [16]. No obstante ello, con tal análisis no pueden especificarse para cada posición axial del escurrimiento tanto la tasa de crecimiento como la expansión del paquete de ondas.

Este apartado está consagrado entonces a establecer la influencia de un campo eléctrico sobre los límites del paquete de ondas y la tasa de crecimiento de perturbaciones pulsantes

para diferentes posiciones axiales, en función del tiempo, siguiendo el trabajo de **Artana y Seguin** [25]. Los resultados surgen de un estudio de inestabilidades lineal, local y en modos normales.

2.4.1 – Geometría del problema e hipótesis simplificativas

En la figura a continuación se representa la situación no perturbada del problema en estudio: un cilindro líquido infinito de radio a escurriendo a velocidad uniforme \bar{U}_0 , en un medio circundante de aire sujeto a presión atmosférica, en el interior de un electrodo cilíndrico coaxial de radio b sometido a un potencial eléctrico diferente al del líquido.

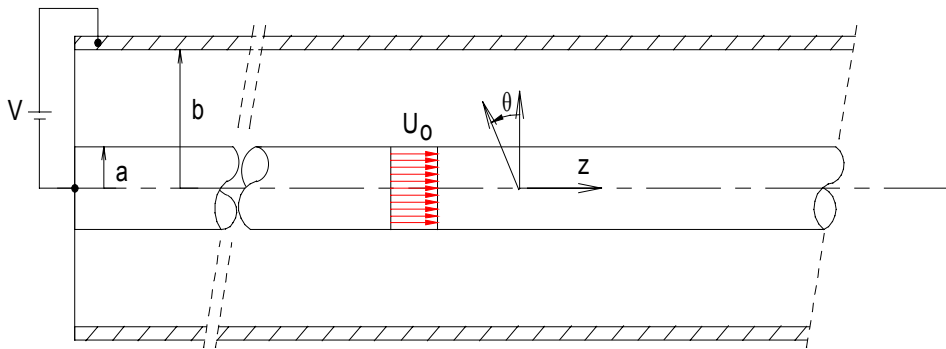


Figura 2.4 – Esquema del problema analizado.

Se consideran las siguientes hipótesis simplificativas:

- El chorro se supone no viscoso, incompresible e isotérmico.
- Se admite que no hay transferencia de masa entre el chorro y el medio circundante.
- Se desprecian los efectos de los campos gravitacional y magnético.
- El perfil de velocidad constante es válido para todo el escurrimiento, es decir no tiene dependencia de la coordenada axial.

- Se acepta que el tiempo de relajación de cargas del líquido es muy corto, entonces la superficie del chorro es equipotencial.

2.4.2 – Ecuación de dispersión y sistema de ecuaciones del paquete de ondas

Para la situación no perturbada y en base a las hipótesis anteriores, los campos de velocidad y eléctrico se describen mediante las siguientes expresiones, en donde el subíndice 1 indica la fase líquida y el 2 la fase gaseosa:

$$\vec{U}_1 = \vec{U}_0 \cdot \vec{i}_z \quad \vec{E}_1 = \vec{0} \quad \vec{U}_2 = \vec{0} \quad \vec{E}_{2n} = -\frac{\sigma_0 \cdot a}{\varepsilon_0 \cdot r}$$

con σ_0 la densidad superficial de carga y ε_0 la constante dieléctrica del vacío.

Considerando una perturbación tipo pulso en la superficie del chorro, denotada por $r_s = a + \delta(t)\delta(r)$, la respuesta del sistema ante la misma ha sido establecida en 2.3. En el caso de un chorro electrificado, la diferencia con lo expuesto en aquella ocasión aparece en la expresión de la ecuación de dispersión, la cual en este caso toma la forma:

$$D(\omega, k, Eu, Eue) = 0 \quad (2.10)$$

en la cual ω y k son la frecuencia y el número de onda adimensionales, Eu es el número adimensional de Euler, (que relaciona las fuerzas de tensión superficial con las fuerzas de inercia) y Eue es el número adimensional de Euler eléctrico (que relaciona las fuerzas eléctricas con las fuerzas de inercia). Estos adimensionales están definidos mediante:

$$\omega = \omega \frac{a}{U_0} \quad k = ak \quad Eu = \frac{\gamma}{\rho_l U_0^2 a} = \frac{I}{We} \quad Eue = \frac{\varepsilon_0 E_{2n}^2}{\rho_l U_0^2}$$

donde ρ_l es la densidad del líquido y γ es la tensión superficial.

Detalles de la obtención de la ecuación de dispersión y su expresión completa pueden verse en [26, 27]. Respecto de su deducción, aquí solo se puntualizará que como el paquete de ondas modifica la geometría del sistema, y provoca las perturbaciones sobre los campos de velocidades y eléctrico, las ecuaciones de balance del escurrimiento perturbado no serán las mismas que las correspondientes a la situación no perturbada. Para la deducción de la ecuación de dispersión se requiere entonces hallar los campos de velocidades y eléctrico en la situación perturbada y el posterior planteo de la conservación de la cantidad de movimiento en la interfaz.

La ecuación empleada en este estudio surge de despreciar el efecto de la atmósfera circundante y de considerar una perturbación axisimétrica (esto es considerar solamente el modo $n=0$, y la relación de densidades $r_d = \frac{\rho_2}{\rho_1} = 0$), además de suponer que el radio del electrodo es mucho mayor que el correspondiente al chorro ($b \gg a$). Con tales simplificaciones, la ecuación de dispersión resulta:

$$Eu \cdot k \cdot (1 - k^2) + A \cdot (k - \omega)^2 - Eu_e \cdot k \cdot (1 + k \cdot \varsigma) = 0 \quad (2.11)$$

con

$$A = \frac{I_0(k)}{I_0'(k)} \quad , \quad \alpha = \frac{K_0(k)}{K_0'(k)} \quad , \quad \varsigma = \frac{1}{\alpha}$$

en donde I_0, K_0 son las funciones de Bessel modificadas de primera y segunda especie, y ' indica la derivada respecto del argumento.

Para cada rayo z/t , la respuesta del sistema ante la perturbación está dominada por el modo menos estable, caracterizado por k^* y ω^* . La resolución de este problema requiere considerar las condiciones sobre el grupo de velocidad presentadas en las ecuaciones (2.7) y (2.8), y la separación de la ecuación de dispersión (2.11) en sus partes real e imaginaria, lo cual conduce al siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \frac{\partial D / \partial k}{\partial D / \partial \omega} &= \frac{\partial \omega_r(k^*)}{\partial k} = \frac{z}{t} \\ \operatorname{Im} \frac{\partial D / \partial k}{\partial D / \partial \omega} &= \frac{\partial \omega_i(k^*)}{\partial k} = 0 \\ \operatorname{Re} D &= 0 \\ \operatorname{Im} D &= 0 \end{aligned} \quad (2.12)$$

Representando entonces la tasa de crecimiento en función de la relación z/t es posible obtener los límites del paquete de ondas, que están definidos por los rayos z/t para los cuales la amplificación es nula. El párrafo siguiente está consagrado a tal análisis.

2.4.3 – Previsiones teóricas

El sistema de ecuaciones (2.12) ha sido resuelto numéricamente para distintos escurrimientos inestables. En este apartado se muestran los resultados de tal análisis en forma gráfica y se discuten los efectos de los parámetros del flujo sobre la inestabilidad del sistema.

En la figura 2.5 se muestra la tasa de crecimiento (adimensionalizada con el radio y la velocidad del chorro) en función de z/t (adimensionalizado con la velocidad del chorro), para diferentes valores del número de Weber. Puede notarse que el incremento del valor número de Weber, hace que los límites del paquete de ondas tienden a acercarse, resultando de tal forma mas compacto, y que la máxima tasa de crecimiento corresponde al rayo $z/t=1$. Adicionalmente, puede observarse una simetría respecto del rayo $z/t=1$, de los valores de z/t

que anulan la tasa de crecimiento. La propagación del paquete de ondas aguas arriba de la fuente pulsante, ocurre cuando el rayo $z/t=0$ tiene una tasa de crecimiento positiva, lo cual corresponde a un flujo absolutamente inestable, y esto toma lugar para bajas velocidades correspondientes a $We=3,1$ en concordancia con [11]. Analizando esta figura puede concluirse que las fuerzas de inercia tienden a estabilizar el escurrimiento ante una perturbación pulsante, y promueven la propagación de un paquete de ondas mas compacto. En cambio, para la tensión superficial, el efecto es opuesto al anterior.

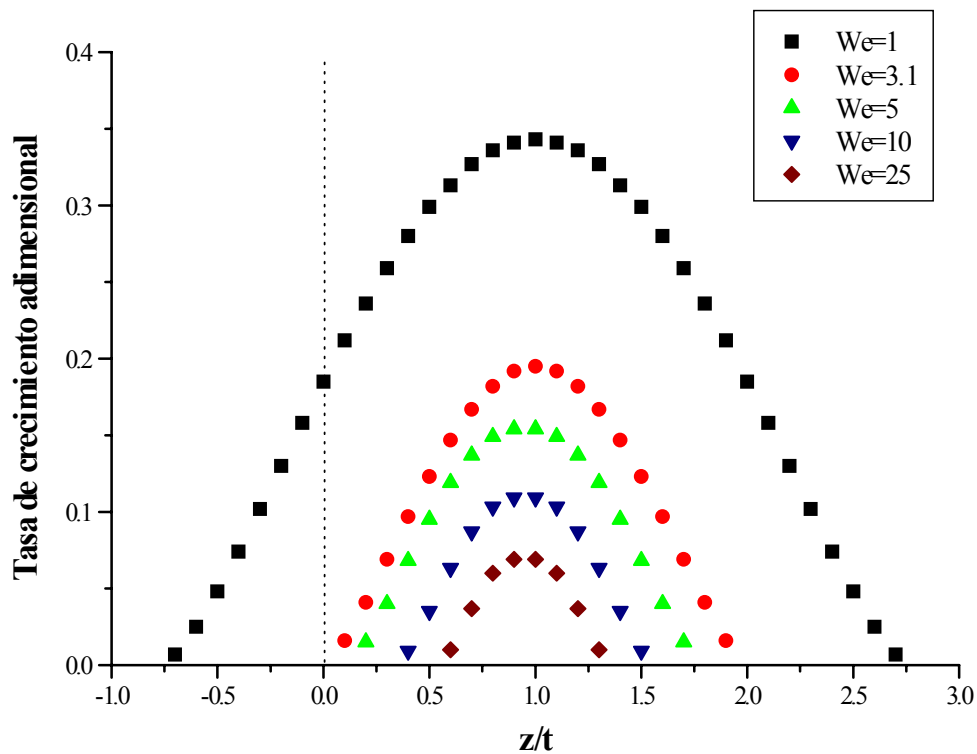


Figura 2.5 – Tasa de crecimiento adimensional en función de z/t y con We como parámetro.

La figura 2.6 muestra la tasa de crecimiento adimensional en función de la relación adimensional z/t , para diferentes valores del número de Euler eléctrico y para un valor dado de We . Puede observarse que la aplicación de un campo eléctrico, no tiene efecto sobre la asimetría del pulso respecto del rayo adimensional $z/t=1$ anteriormente citada, pero el paquete

de ondas puede propagarse aguas arriba si el campo eléctrico es lo suficientemente intenso. Valores elevados de Eue (campos eléctricos intensos), promueven la propagación de un pulso mas expandido, ya que los límites del paquete de ondas resultan mas separados. En conclusión, el efecto de un campo eléctrico es opuesto al de las fuerzas de inercia ya que tiene un efecto desestabilizante sobre una perturbación tipo pulso, incrementando la tasa de crecimiento según la cual la perturbación se amplifica en cada rayo z/t , en tanto que expande el paquete de ondas. Esta acción del campo eléctrico se ve reducida para altos valores del número de Weber (o para chorros de alta velocidad).

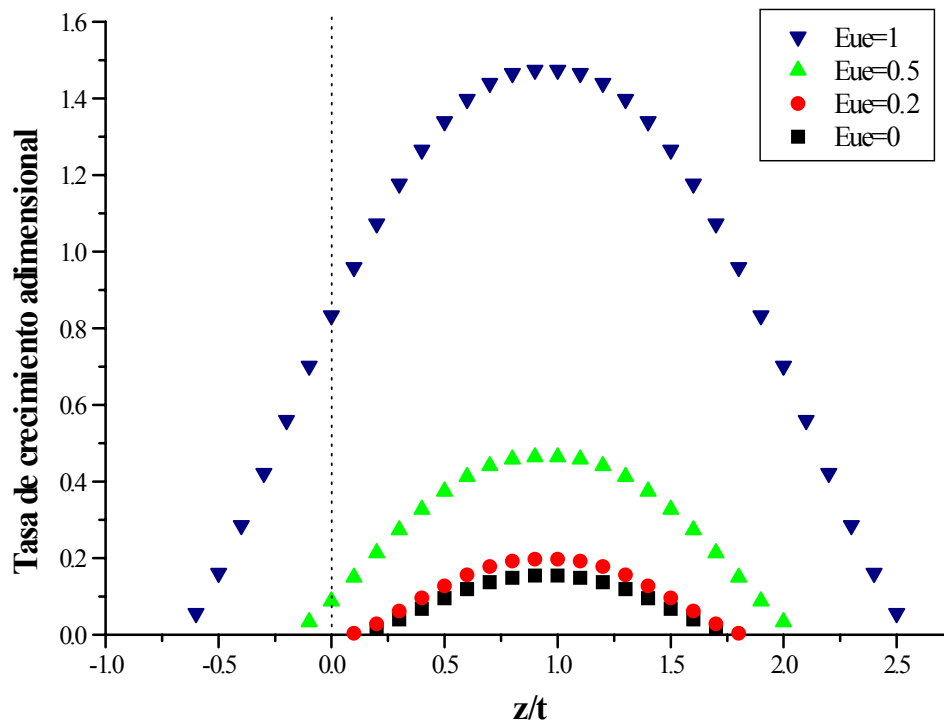


Figura 2.6 – Tasa de crecimiento adimensional en función de z/t y con Eue como parámetro, para $We=5$.

En la figura 2.7 se muestra la tasa de crecimiento adimensional correspondiente al rayo adimensional $z/t=1$, en función de Eue , en las mismas condiciones de flujo que en la figura anterior.

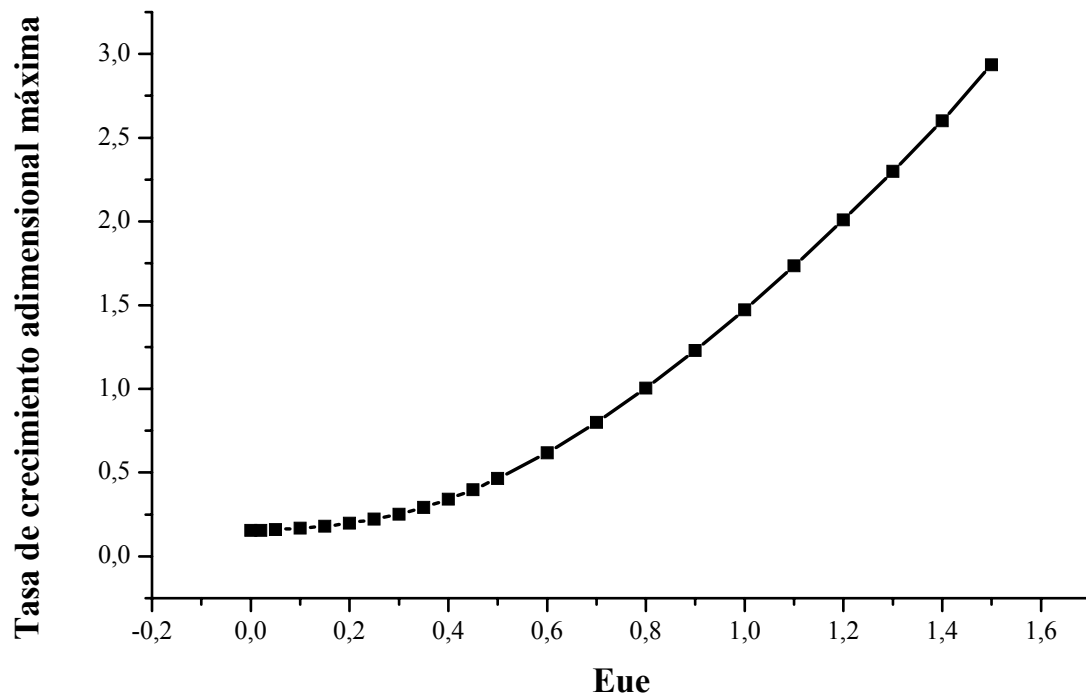


Figura 2.7 – Máxima tasa de crecimiento adimensional en función de Rae , para $We=5$.

A título de ejemplo de las previsiones teóricas acerca de los límites del paquete de ondas, se presenta en la figura 2.8 un gráfico de los valores que adoptan las magnitudes adimensionales z/t_I y z/t_{II} , que identifican a los rayos de cabeza y de cola del paquete de ondas, en función de Eue para $We=5$. En adelante a la presentación del estudio experimental, puede decirse aquí que para un escurrimiento de velocidad U_0 y una posición z dadas, la extensión del paquete de ondas en el tiempo puede calcularse con la expresión (2.14). Esto servirá para la comparación con los tiempos medidos sobre los pulsos.

$$\Delta t = \left[\left(\frac{z}{t} \right)_I^{-1} - \left(\frac{z}{t} \right)_{II}^{-1} \right] \cdot \frac{z}{U_0} \quad (2.14)$$

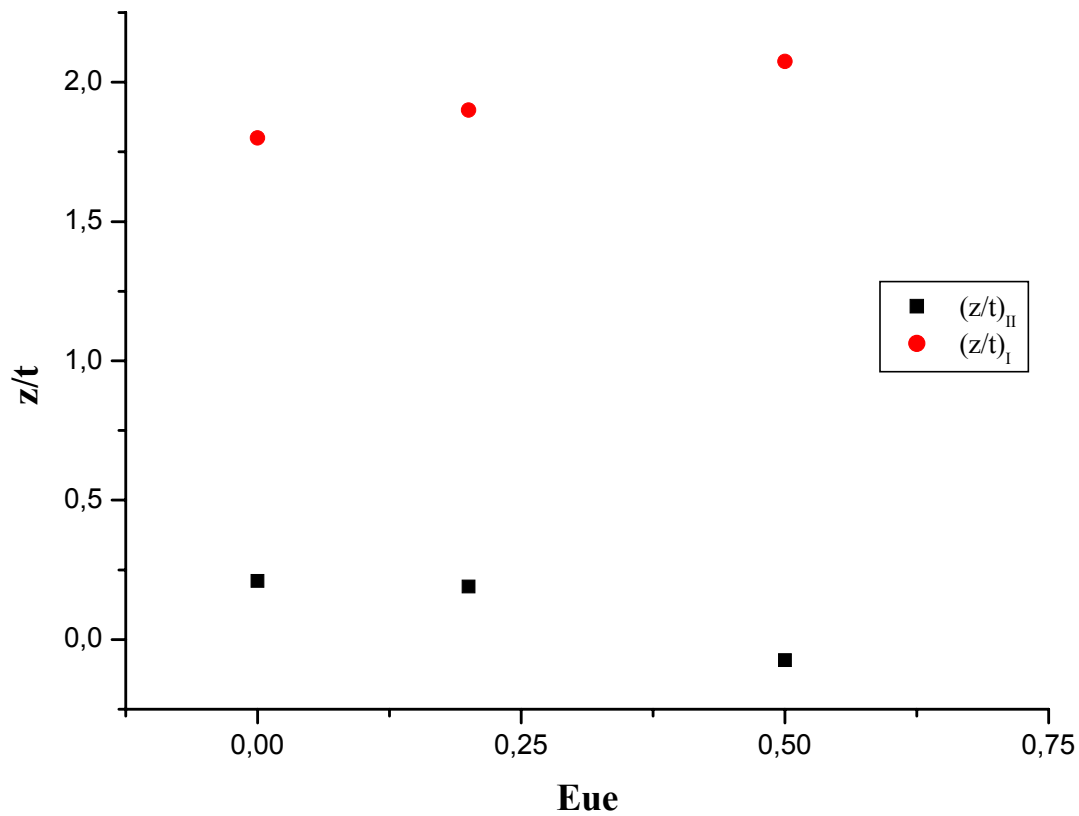


Figura 2.8 – z/t_I y z/t_{II} en función de Eue para $We=5$.

2.5 – OBJETIVO DEL TRABAJO

El objetivo de este trabajo, es analizar experimentalmente la influencia de un campo eléctrico, sobre los límites y la tasa temporal de crecimiento del paquete de ondas resultante de una perturbación tipo pulso sobre la superficie de un chorro líquido de baja velocidad, convectivamente inestable, para diferentes posiciones según la coordenada axial del chorro.

Los resultados de este estudio experimental, proporcionarán el marco comparativo necesario para establecer conclusiones concernientes a la validez de la teoría expuesta en 2.4.

2.6 – CONCLUSIONES

Este capítulo ha sido consagrado a la presentación del estudio teórico de la influencia de un campo eléctrico sobre la propagación de una perturbación tipo pulso, en un chorro líquido.

Con anterioridad a ello, se han discutido otros aspectos teóricos de la inestabilidad de chorros, con la intención de lograr una cabal comprensión del fenómeno que aquí se trata.

El concepto de inestabilidad que había sido desarrollado en el capítulo anterior ha sido revisado, incluyéndose la diferenciación entre las vías usuales de enfrentar el modelado matemático de este tipo de problemas. Para el caso del método en modos normales, la importancia de la ecuación de dispersión ha sido destacada, en tanto que fija las relaciones permisibles entre la frecuencia y el número de onda, dando lugar a diferenciar entre perturbaciones que se amplifican o amortiguan, y a la clasificación de la inestabilidad.

Con posterioridad se trataron las diferencias existentes entre las teorías lineales y no lineales, y entre las inestabilidades temporales y espaciales, volviendo sobre algunas consideraciones presentadas en el capítulo anterior, al tratar los chorros sin excitación y con excitación acústica.

Los conceptos de inestabilidades absoluta y convectiva, y local y global, fueron presentados a continuación. La influencia que tienen los parámetros de los escurrimientos sobre la aparición y evolución de estas inestabilidades, como así también las conclusiones a las que pueden arribarse con estos tipos de análisis, han sido destacadas en ocasión de presentar en forma resumida algunos trabajos de investigación sobre estos campos.

Luego, la respuesta asintótica de un chorro frente a una perturbación tipo pulso ha sido analizada. Se ha hecho hincapié sobre dos aspectos de fundamental importancia para el presente trabajo, como son las definiciones de los límites y de la tasa de crecimiento del

paquete de ondas resultantes de la perturbación. Apoyando a la definición de la frontera del paquete de ondas, ha sido incluida una representación gráfica de algunas de las posibles respuestas de un chorro ante este tipo de perturbación, que tienen implicancias sobre este trabajo.

Finalmente, se llega al desarrollo del estudio teórico de la manera en la cual un campo eléctrico, actuando sobre la superficie del chorro, afecta a la respuesta aludida anteriormente. La geometría del problema, las hipótesis simplificadoras, y las ecuaciones resultantes del estudio de la inestabilidad del escurrimiento mediante un análisis lineal, local y en modos normales, han sido presentadas.

De la observación de los resultados obtenidos, surge que el efecto de un campo eléctrico sobre la propagación de una perturbación tipo pulso en un chorro líquido, es diferente a la acción de las fuerzas de inercia y similar al efecto de las fuerzas de tensión superficial. Un incremento de las fuerzas de inercia tiende a estabilizar una perturbación pulsante y promueve la propagación de un paquete de ondas mas compacto, mientras que el incremento de las fuerzas de tensión superficial tiene un efecto contrario al anterior. Los resultados expuestos muestran que el efecto de un campo eléctrico actuando en la superficie del chorro es incrementar la separación entre las fronteras del paquete de ondas (la cual puede darse aún aguas arriba de la fuente de perturbación para campos suficientemente intensos), y además incrementar la tasa de crecimiento con la cual la perturbación es amplificada en cada rayo $z/t=cte$. Esta acción se ve reducida cuando el número adimensional de Weber adopta un valor alto (o para velocidades altas del chorro).

El estudio experimental de este fenómeno es el objeto del presente trabajo. Para dar cumplimiento a ello un dispositivo experimental debe ser desarrollado y la presentación de sus características será el tema a tratar en el siguiente capítulo.

REFERENCIAS

42. CHANDRASEKHAR S., *Hydrodynamics and hydromagnetic stability*, Dover Publications Inc., New York, (1981).
43. MANNEVILLE P., *Structure dissipative chaos et turbulence*, Alea Saclay, Gif Sur Yvette, (1991).
44. STURROCK P., *Kinematics of growing waves*, Physical Review, Vol. 112, 5 (1952) 1488-1503.
45. McCARTY M. y MOLLOY N., *Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design*, The Chemical Engineering Journal, 7 (1974) 1-20.
46. TAUB H., *Investigation of nonlinear waves on liquid jets*, Phys. Fluids 19 (8) (1976) 1124-1129.
47. LANDAU L. y LIFCHITZ E., *Physique Théorique*, Tome X, *Cinétique Physique*, Ed. MIR Moscou, (1990).
48. GASTER M., *A note on the relation between temporally-increasing and spatially-increasing disturbances in hydrodynamic stability*, J. Fluid Mech. 14, (1962) 222-224.
49. MONKEWITZ P., *The role of absolute and convective instability in predicting the behavior of fluid systems*, Eur. J. Mech., B/Fluids, Vol. 9, (5) (1990) 395-413.
50. MELCHER J., *Continuum Electromechanics*, MIT Press, (1981).
51. GASTER M., *Growth of disturbances in both space and time*, Phys. Fluids 11, (4) (1968) 723-727.
52. LEIB S. y GOLDSTEIN M., *The generation of capillary instabilities on a liquid jet*, J. Fluid Mech. 168, (1986) 479-500.

-
53. LEIB S. y GOLDSTEIN M, *Convective and absolute instability of a viscous liquid jet*, Phys. Fluids 29, (4) (1986) 952-954.
54. LIN S. y LIAN Z., *Absolute and convective instability of a viscous liquid jet surrounded by a viscous gas in a vertical pipe*, Phys. Fluids A 5, (3) (1993) 771-773.
55. LIN S. y LIAN Z., *Absolute instability of a liquid jet in a viscous gas*, Phys. Fluids A 1, (3) (1989) 490-493.
56. ZHOU Z. y LIN S., *Absolute and convective instability of a compressible jet*, Phys. Fluids A 4, (2) (1992) 277-282.
57. ARTANA G. et al, *Absolute and convective instabilities in an electrified jet*, J. of Electrostatics, 40&41 (1997) 33-38.
58. VIHINEN I. et al, *Image of absolute instability in a liquid jet*, Phys. Fluids 9, (11) (1997) 3117-3119.
59. HUERRE P. y MONKEWITZ P., *Local and global instabilities in spatially developing flows*, Annu. Rev. Fluid Mech. 22, (1990) 473-537.
60. CHOMAZ M. et al, *Bifurcations to local and global modes in spatially developing flows*, Phys. Rev. Lett. 60, (1) (1988) 25-28.
61. DEBLER W. y YU D., *The break-up of laminar liquid jets*, Proc. R. Soc. Lond. A 415, (1988) 107-119.
62. YAKUBENKO P., *Global capillary instability of an inclined jet*, J. Fluid. Mech. 346, (1997) 181-200.
63. YAKUBENKO P., *Capillary instability of an ideal jet of large but finite length*, Eur. J. Mech., B/Fluids 16, (1) (1997) 39-47.
64. LE DIZÈS S., *Global modes in falling capillary jets*, Eur. J. Mech., B/Fluids 16, (6) (1997) 761-778.
-

65. ARTANA G. y SEGUIN B., *Global instabilities in an electrified jet*, Inst. Phys. Conf. Ser. 163, (1999) 141-145.
66. ARTANA G. y SEGUIN B., *Effect of an electric field on the response of a liquid jet to a pulse type perturbation*, Inst. Phys. Conf. Ser. 163, (1999) 161-165.
67. ARTANA G., *Etude de la stabilite hydrodynamique de jets a grande vitesse soumis a l'action d'un champ electrique: application a l'injection dans les moteurs diesel*, Tesis de Doctorado, Univ. de Poitiers, (1995).
68. ARTANA G. et al, *Theoretical analysis of linear stability of electrified jets flowing at high velocity inside a coaxial electrode*, J. of Electrostatics, 43 (1998) 83-100.

3 - MONTAJE EXPERIMENTAL

3.1 – INTRODUCCIÓN

En este capítulo se describe el montaje experimental diseñado y construido para realizar las mediciones.

Las experiencias pueden ser realizadas siguiendo alguno de los dos métodos siguientes: analizando las perturbaciones en el chorro mediante imágenes obtenidas en diferentes regiones del mismo, quedando fija la variable tiempo, o bien estudiando la evolución del radio del chorro como función del tiempo, para distintas posiciones fijas según el eje axial del chorro.

Se ha optado por la última de las dos posibilidades mencionadas, y el montaje experimental está inspirado en los descritos por **Taub** [1] y **Wetsel** [2]. El principio de funcionamiento consiste en detectar los cambios en el radio del chorro producidos por las perturbaciones, a través de cambios en la sombra proyectada por el chorro al ser atravesado por un haz de láser. Este cambio en la sombra es aprovechado en un fotodiodo que genera una corriente en función de la intensidad de luz que recibe. Luego un tratamiento de las señales obtenidas permitirá establecer el radio en función del tiempo para cada una de las posiciones elegidas y valores de tensión aplicados en el electrodo.

El líquido a utilizar en las experiencias será agua destilada, que al estar exenta de partículas de tamaño considerable, facilita que el chorro se forme en el orificio con el mínimo de perturbaciones libres.

El montaje experimental es dividido en las siguientes partes, a los fines de su descripción:

- Sistema de formación del chorro.

- Dispositivo de desplazamiento espacial del chorro.
- Sistema de perturbación del chorro.
- Sistema de electrificación del chorro.
- Sistema de medición del radio del chorro y adquisición de señales.

Se detallan a continuación cada una de las partes. Para el caso del sistema de medidas, se incluyen los cálculos para la determinación experimental de la escala entre los valores de tensión medidos y las amplitudes de las perturbaciones en la superficie del chorro.

Posteriormente, en el anexo de este capítulo se incluyen las especificaciones mas relevantes de algunos de los elementos que forman parte del montaje experimental.

3.2 – SISTEMA DE FORMACIÓN DEL CHORRO

Para describir este sistema se comienza por detallar el sistema hidráulico que sirve para establecer el escurrimiento. Un esquema del mismo puede verse en la figura a continuación.

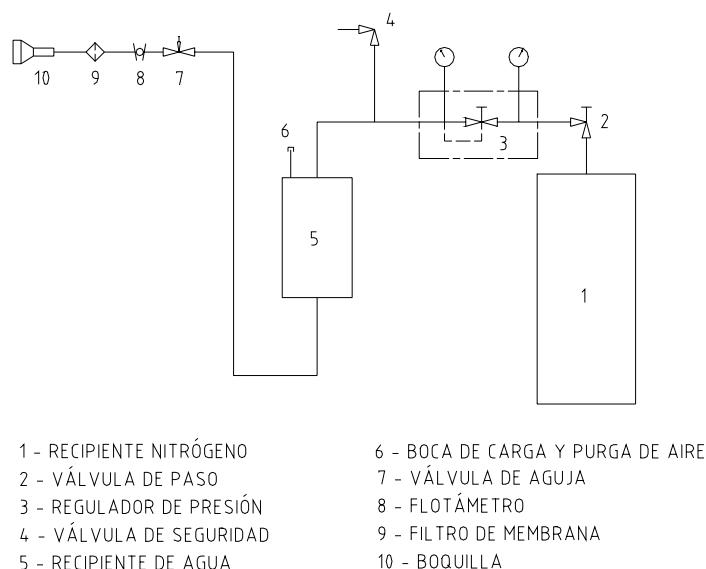


Figura 3.1 – Esquema simbólico del sistema hidráulico.

El líquido es almacenado en un recipiente a presión (5), construido en acero inoxidable AISI 304. El recipiente posee una capacidad de almacenamiento de aproximadamente un litro. Esta capacidad, para los caudales manejados, resulta en una autonomía de funcionamiento de aproximadamente una hora.

Para la formación del chorro se presuriza al líquido empleando N_2 , contenido en el recipiente apropiado (1), con sus correspondientes válvulas de paso (2) y de regulación de presión (3), la cual incluye los manómetros de alta y baja presión. La presión de operación del sistema se fija en aproximadamente 50 kPa. Para evitar sobrepresiones que pongan en riesgo al sistema, entre el recipiente de líquido y el de N_2 se coloca una válvula de seguridad (4), con una presión de apertura de 300 kPa, correspondiente con la presión admisible por el elemento mas débil (porta filtro de polipropileno). La carga del líquido al sistema, se realiza en forma manual desde la parte superior del recipiente, a través de la boquilla (6).

Para efectuar la medición y regulación del caudal volumétrico del chorro, posteriormente al recipiente se halla un medidor de caudal de área variable o flotámetro (8), que tiene incorporada una válvula de aguja de accionamiento manual, la cual posee una muy alta sensibilidad (7). Este elemento va dispuesto sobre un soporte metálico que posee cuatro tornillos a los efectos de conseguir su nivelación.

Luego del caudalímetro, se encuentra un filtro de membrana de fibras de vidrio montado en un porta filtros de polipropileno (9). El filtro, unido al uso de agua destilada, elimina la posibilidad de taponamientos en el capilar en donde se forma el chorro, y ruidos en las señales medidas que serían provocados por el pasaje de partículas a través del orificio. Las membranas filtrantes empleadas poseen un diámetro de 47 mm y un tamaño nominal de poro de 1,5 μm .

El líquido es forzado a salir a través de un orificio calibrado de 200 μm de diámetro, formado por un capilar de acero inoxidable, adosado con pegamento al piezoeléctrico que forma parte del sistema de excitación del chorro, descrito mas adelante. El capilar es enrasado con las superficies del piezoeléctrico usando una pulidora metalográfica. El piezoeléctrico va montado en una boquilla (10), construida también en acero inoxidable AISI 304.

En las figuras a continuación se puede ver la construcción de la boquilla con detalle. Algunos de los aspectos que pueden notarse en las figuras serán considerados posteriormente en ocasión de describir el sistema de excitación del chorro.

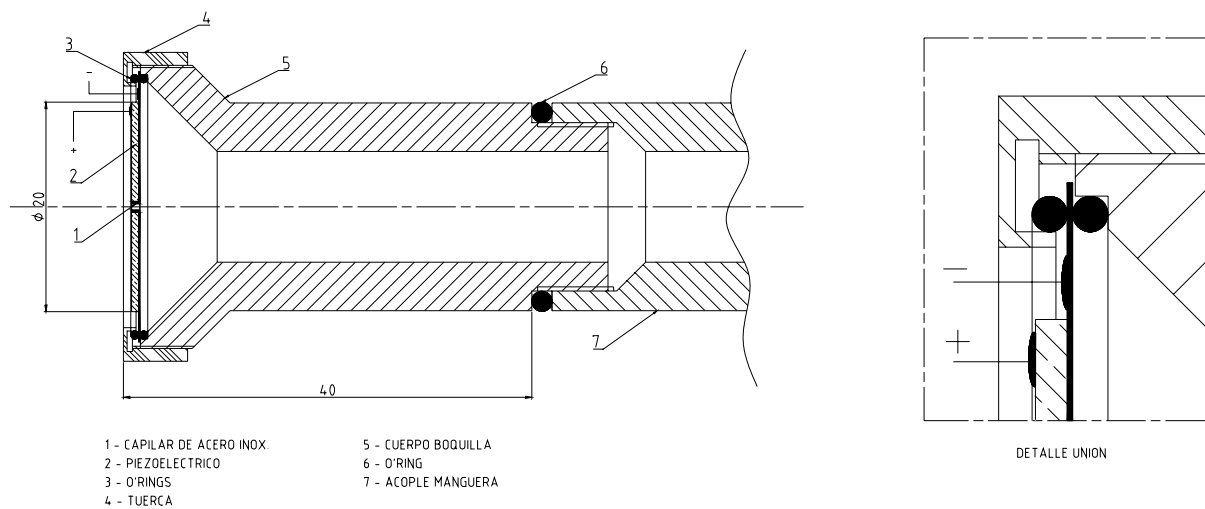


Figura 3.2 – Corte de la boquilla y detalle de la unión. 1-Capilar de acero inoxidable. 2-Piezoeléctrico. 3-O’rings. 4-Tuerca de ajuste. 5-Cuerpo de boquilla. 6- O’ring. 7-Acople a manguera.

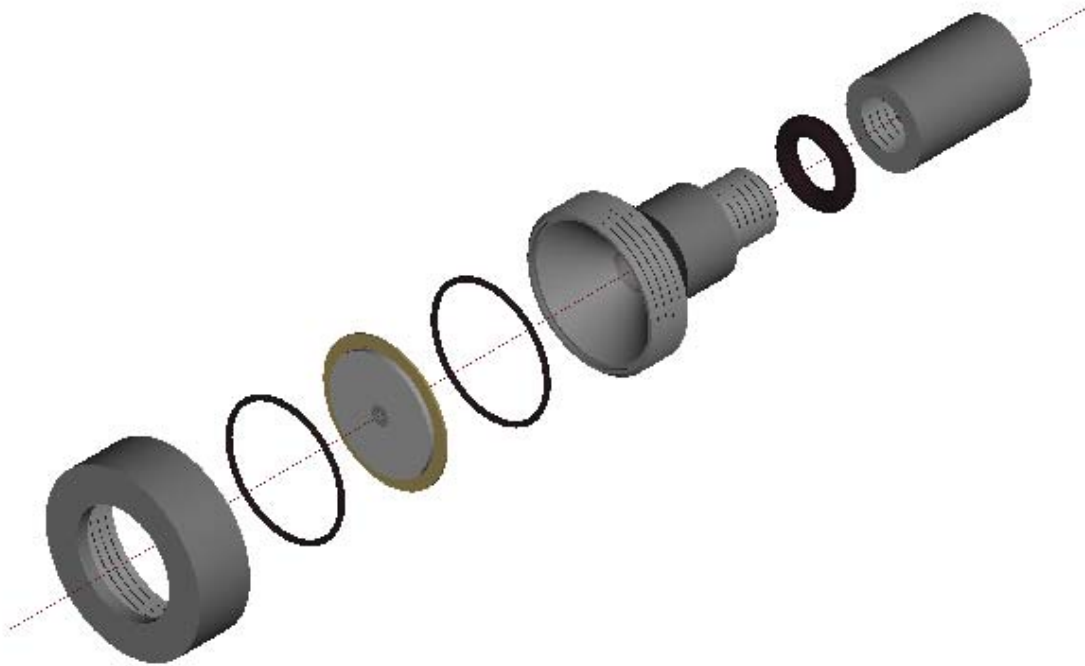


Figura 3.3 – Perspectiva explotada de boquilla.

Todos los componentes del sistema de formación del chorro, se hallan unidos entre sí mediante mangueras plásticas con malla de refuerzo de Nylon, que soportan presiones de 2 MPa, y que son aseguradas a los acoples por abrazaderas metálicas.

El sistema se completa con un dispositivo para recoger el agua, formado por un caño inclinado y acodado cuya descarga se sitúa en un recipiente, construidos en acero inoxidable.

3.3 – DISPOSITIVO DE DESPLAZAMIENTO ESPACIAL DEL CHORRO

Para poder seguir la evolución de las perturbaciones en función del tiempo, en distintas posiciones según el eje axial del chorro, se debe contar con un dispositivo que permita

cambiar el punto en donde el haz de láser intercepta al chorro. Los párrafos siguientes están consagrados a la descripción de tal sistema.

La boquilla y su sistema de desplazamiento axial están montados sobre una mesa de desplazamiento vertical sobre correderas, formando parte de un mecanismo provisto de una transmisión por cadena, impulsado por un motor paso a paso. Estos elementos permiten realizar un ajuste fino de la altura del chorro, en correspondencia con el haz de láser, para eventualmente compensar la muy leve caída del chorro debida a la acción de la gravedad. Este ajuste solo puede ser necesario cuando se trabaja con muy bajos caudales y si se desea efectuar la medición en puntos muy alejados del orificio. En la figura siguiente, pueden verse el motor paso a paso y su placa de montaje, la transmisión compuesta de correa y cadena, la mesa de desplazamiento vertical y las barras que ofician de correderas.



Figura 3.4 – Foto del dispositivo de desplazamiento vertical.

El control del sentido de giro y del número de pasos a realizar del motor paso a paso, es efectuado a través de un programa por medio del puerto paralelo de una PC. La salida de éste control es tomada por los circuitos electrónicos de potencia y control propios del motor. Estos

circuitos de potencia y control están energizados por una fuente de tensión independiente de la PC.

El dispositivo de desplazamiento axial está emplazado sobre la mesa de movimiento vertical, y está constituido por una pequeña plataforma en donde se sujeta la boquilla mediante una abrazadera. La plataforma puede desplazarse merced a un mecanismo de piñón y cremallera de accionamiento manual, al que se le ha adosado una regla graduada para medir la distancia entre la salida del chorro y la posición en donde se mide su radio.

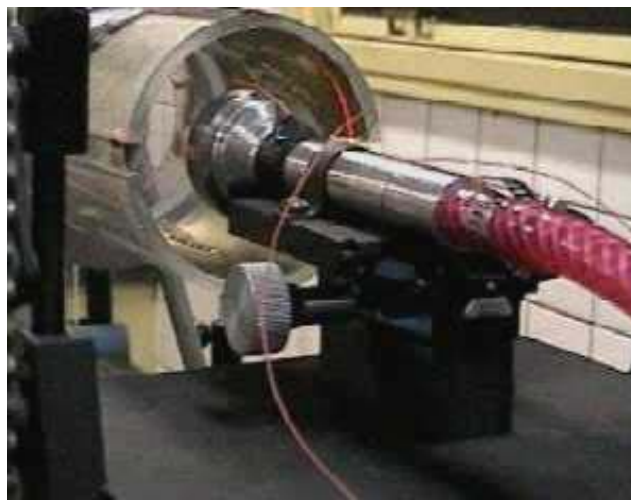


Figura 3.5 – Sistema de desplazamiento axial.

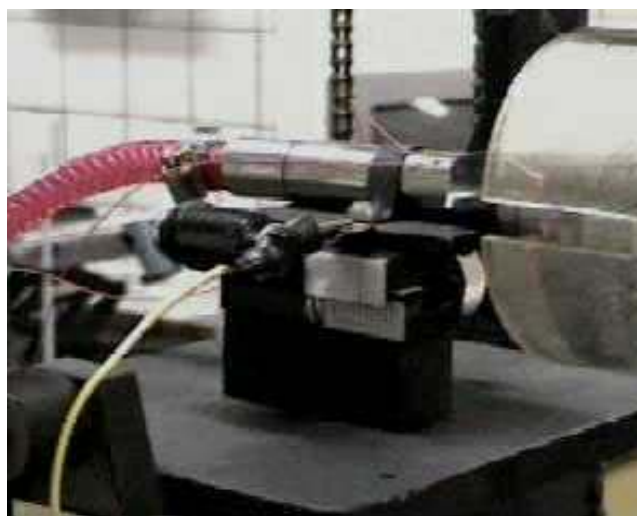


Figura 3.6 – Sistema de desplazamiento axial y escala de medición de distancias.

Las figuras anteriores muestran dos vistas del dispositivo de desplazamiento axial. En la segunda de ellas puede apreciarse la regla graduada que permite la medición de distancias.

3.4 – SISTEMA DE EXCITACIÓN DEL CHORRO

El sistema de excitación del chorro está constituido por un cerámico piezoeléctrico dispuesto sobre una placa circular de latón amarillo, en cuyo centro se aloja el capilar de acero inoxidable a través del cual es establecido el escurrimiento. Para evitar la fuga de líquido alrededor del piezoeléctrico, se emplean O´rings que se sitúan en asientos conformados en la boquilla y en la tuerca que sostiene al conjunto (ver figuras 3.2 y 3.3).

El piezoeléctrico es excitado conectándolo a un generador de onda cuadrada, correspondiendo el borne positivo al cerámico y el negativo a la placa. El movimiento vibracional forzado del piezoeléctrico, que tiene la dirección del eje axial del chorro, es el encargado de producir las perturbaciones en la superficie del mismo.

3.5 – SISTEMA DE ELECTRIFICACIÓN

El chorro está conectado a tierra por medio de una conexión derivada de la boquilla en donde es formado. La conexión de tierra puede ser apreciada en la figura 3.6. El campo eléctrico es aplicado al chorro a través de un electrodo coaxial con él, constituido por un tubo de acrílico al cual se ha adosado una hoja de Mylar conductor (con depósito de óxido de estaño), en su interior. La hoja conductora se conecta a una fuente variable de alta tensión, de corriente continua. Para que el haz de láser no sea afectado por su pasaje a través del tubo y de la hoja conductora, se le han practicado ranuras a ambos elementos, obteniéndose el pasaje libre del haz. Un esquema dimensional del electrodo se presenta en la figura a continuación.

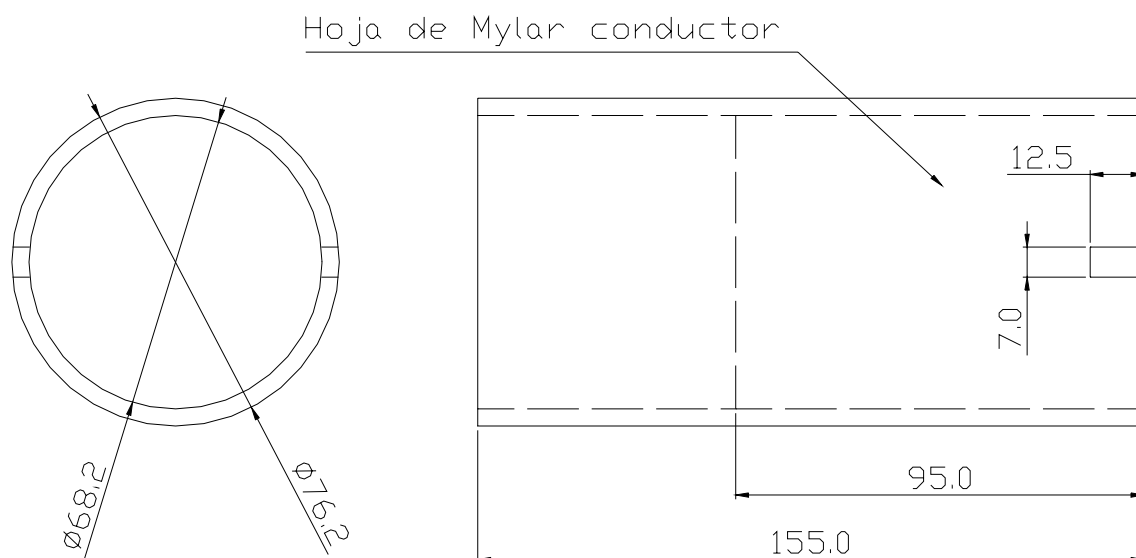


Figura 3.7 – Esquema del electrodo.

La tensión aplicada al electrodo es controlada mediante un multímetro desde la alimentación con baja tensión a la fuente, habiéndose calibrado la misma previamente.

La fuente de alta tensión está protegida por un gabinete plástico, y en su circuito de alimentación se incluye un interruptor y un fusible para protegerla contra fallas.

3.6 – SISTEMA DE MEDIDA Y ADQUISICIÓN DE SEÑALES

Todos los elementos del sistema óptico están montados sobre un banco construido a partir de dos bancadas de torno, las cuales se apoyan sobre una mesa por medio de tornillos que permiten efectuar la regulación de altura y la nivelación.

Sobre las bancadas se montan unas piezas de acero maquinadas en su parte inferior con la sección transversal de la bancada; y en su parte superior, con una cola de milano que posee agujeros roscados en sentido vertical. Estas piezas se emplean para fijar o deslizar los soportes

de los postes que sujetan los elementos ópticos. La fijación de las piezas a la bancada, una vez posicionadas, se realiza a través de tornillos.

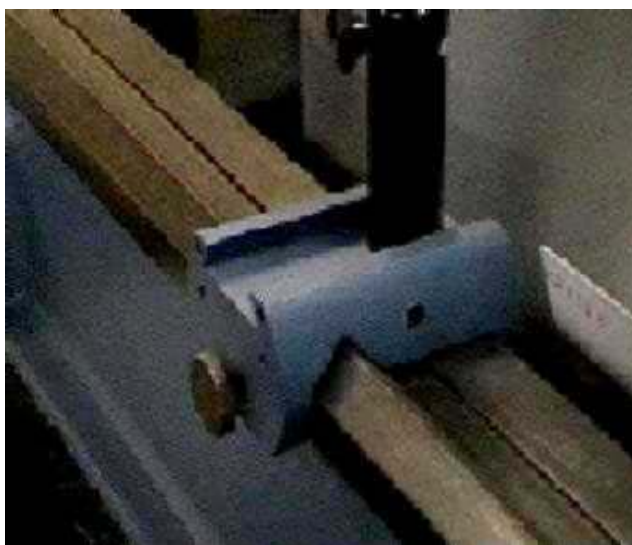


Figura 3.8 – Piezas de fijación de los elementos ópticos al banco.

En primer término se encuentra montado sobre el banco un láser que es vinculado al poste a través de una mesa con desplazamiento angular según dos ejes y con carga por resorte, que posibilita el ajuste del haz de láser al eje óptico del sistema.

Luego del láser se dispone un sistema de dos lentes plano-convexas con el fin de aumentar el diámetro del haz hasta un valor de aproximadamente 2 mm, tal que se cumpla una relación aproximada de 1:10 entre el diámetro del chorro sin perturbar y el diámetro del haz. Cada una de las lentes está fijada en un tambor, y ambos tambores se ajustan mediante acople roscado a un tubo de extensión de 40 mm de longitud. Este tubo de extensión permite regular la distancia entre las lentes y por ende el enfocado del sistema. El tubo de extensión es vinculado al poste a través de un anillo de fijación.

El haz de láser es luego desviado 90° para interceptar al chorro, empleando un espejo de 22 x 22 mm, montado en una pequeña base con desplazamiento angular según dos ejes y con

carga por resorte. La base permite ajustar la dirección del haz reflejado, mediante tornillos de 64 hilos por pulgada. En la otra bancada y enfrentado con el primero, otro espejo refleja nuevamente el haz 90° para alinearlo con el resto de los dispositivos ópticos. Los espejos utilizados son del tipo aluminizados en la superficie mas cercana a la luz incidente, con una precisión superficial correspondiente a $\frac{1}{4}$ de onda a 632,8 nm, lo cual elimina las pérdidas de energía y deformaciones en la imagen al evitar que el haz atraviese el vidrio.

Una lente plano-convexa permite luego que la sombra proyectada por el chorro se magnifique en un factor de 10. Esto se debe a la necesidad de que la sombra tenga una altura de aproximadamente un tercio de la correspondiente a la ranura que se antepone al fotodiodo, y para que las líneas de difracción no pasen a través de la mencionada ranura. La lente se monta en un anillo provisto de tres tornillos con extremos protegidos por Nylon, que facilitan su centrado.

El sistema óptico concluye en el fotodiodo, que es el encargado de generar las señales eléctricas de acuerdo a la intensidad de luz que recibe.

El fotodiodo está montado sobre una placa de acrílico, la cual está sujeta a través de cuatro tornillos, concéntricos con un resorte cada uno de ellos, a una caja metálica formada por un caño cuadrado que posee una abertura vertical en uno de sus lados. El interior del caño está aislado de la luz ambiente por medio de tapas superior e inferior, y cintas adhesivas en su parte frontal. La presencia de los tornillos y resortes permite efectuar un correcto posicionamiento del fotodiodo respecto del haz de láser incidente, siendo éste conducido al interior de la caja, atravesando una ranura de ancho ajustable por medio de tornillos adosados a la caja. La inclusión de ésta ranura se justifica a partir de la necesidad de estudiar la evolución en el tiempo del radio del chorro en una muy pequeña región del mismo, y a que está llegando a la caja un haz circular que abarca una región del chorro demasiado extensa. De

la caja se deriva la conexión eléctrica al sistema de adquisición de datos y visualización de señales. Un detalle del conjunto descrito y un esquema del sistema óptico pueden verse en las siguientes figuras.

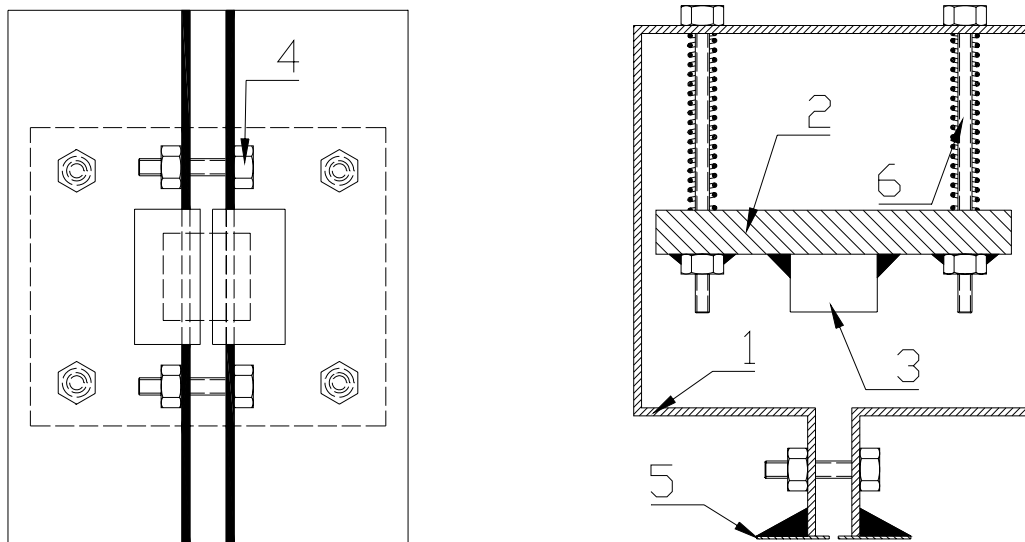


Figura 3.9 – Vista frontal y corte transversal del montaje del fotodiodo. 1-Caja metálica. 2-Placa de acrílico. 3-Fotodiodo. 4-Tornillos de ajuste ancho de ranura. 5-Placas de acero que forman la ranura. 6-Ajuste de posición del fotodiodo (tornillos y resortes).

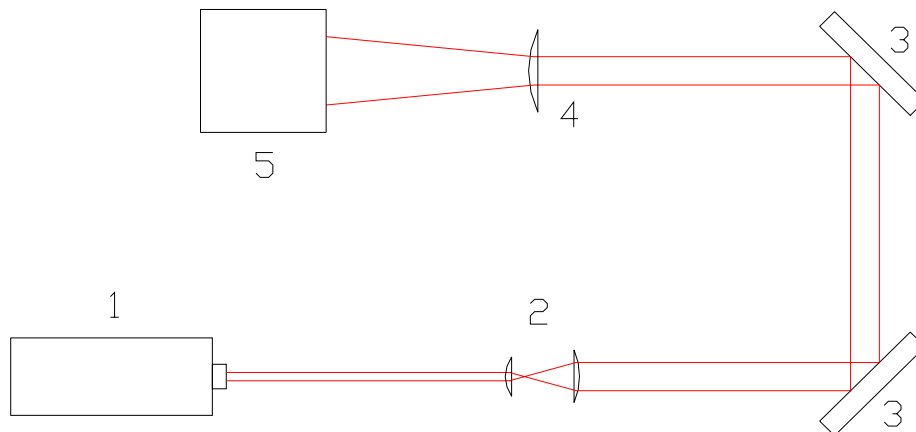


Figura 3.10 – Representación esquemática del sistema óptico. 1-Láser. 2-Sistema de lentes conjugadas. 3-Espejos. 4-Lente de magnificación. 5-Caja con fotodiodo y ranura.

La corriente generada por el fotodiodo en función de la intensidad de luz que incide sobre él, es luego amplificada a través de un circuito electrométrico (que convierte la señal de entrada de corriente en una salida de tensión), similar al utilizado por **Desimone** [3]. El diagrama simbólico de tal circuito es mostrado en la figura a continuación.

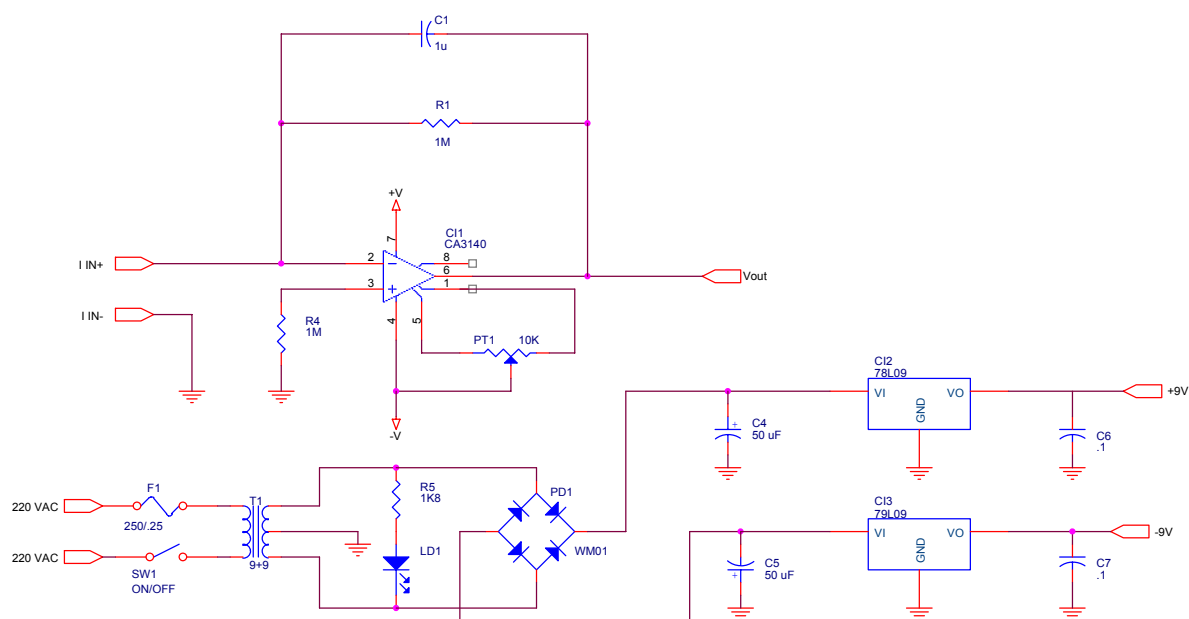


Figura 3.11 – Esquema del circuito electrométrico.

La señal obtenida es luego amplificada 20 dB (o con una ganancia de 10), con el objeto de aumentar la relación entre la señal de salida del circuito electrométrico y el ruido propio de la placa de adquisición, de forma tal que la señal adquirida no se vea afectada, sobre todo cuando se amortigua. Esto evita inconvenientes a la hora de determinar el ancho de los pulsos.

Un filtro pasa bandas, colocado posteriormente a este amplificador, permite eliminar los ruidos que alteran la señal. Las frecuencias de corte de pasa altos y pasa bajos se fijan respectivamente en 110 Hz y 4 kHz.

A la salida del filtro se dispone de un osciloscopio para el monitoreo continuo de las señales generadas, y una placa de adquisición de datos colocada en una PC.

3.6.1 – Estimación de la escala tensión - amplitud de perturbación

Para efectuar esta estimación se requiere en primer término relacionar la tensión de salida del conjunto fotodiodo y circuito electrométrico, y luego tomar en consideración que esa señal de tensión se amplifica en un factor de 10 (20 dB) y que además la sombra proyectada por el chorro llega al fotodiodo magnificada diez veces.

La respuesta del sistema formado por el fotodiodo y el circuito electrométrico sigue la siguiente ley lineal [2]:

$$V = B \cdot P \cdot \left\{ 1 - \left[2 \cdot \left(\frac{R_s + \delta s}{H} \right) \right] \right\} + V_d \quad (3.1)$$

Donde P es la potencia del haz de láser que incide sobre el fotodiodo, B es el factor de conversión del sistema entre intensidad de luz y tensión, H es la altura de la ranura, V_d la tensión residual, R_s el radio de la sombra del chorro sin perturbar y δs la amplitud de la sombra de la perturbación.

La tensión residual V_d se mide con la ranura cubierta, es decir con el fotodiodo a oscuras. El valor obtenido es $V_d = -0,0033 \text{ V}$.

Con la ranura plenamente iluminada con el haz de láser, puede determinarse el valor del producto $B \cdot P$ a partir de la relación siguiente:

$$V' = B \cdot P + V_d \quad (3.2)$$

Con el valor medido $V'=3,0471 V$, y el anterior dado para Vd , resulta $B \cdot P = 3,0504 \cdot V$.

Midiendo la tensión de salida cuando la ranura es iluminada por el haz ensombrecido por el chorro sin perturbar, puede determinarse la relación entre la altura de la sombra del chorro y la altura de la ranura. El valor medido es $V'' = 1,8109 V$, y la relación buscada se halla a partir de:

$$V'' = B \cdot P \cdot \left(1 - \frac{Ds}{H}\right) + Vd \quad (3.3)$$

Resulta entonces un valor de $\frac{Ds}{H} = 0,405$. Este valor concuerda en forma muy aceptable con el calculado a partir los valores fijados para la altura de la sombra del chorro y la de ranura, que son de 2 mm (recordar que el diámetro del chorro sin perturbar es de 0,2 mm y la lente magnifica diez veces este valor), y 5 mm respectivamente.

Luego, un valor de tensión de 1 V medido en la placa de adquisición de datos, se corresponde con una tensión de 0,1 V en la salida del circuito electrométrico, y ésta con un cambio en el radio de la sombra del chorro de 1,4153 mm, calculado con la expresión (3.1). Introduciendo la magnificación de la lente, el cambio en el radio del chorro correspondiente será de 0,14153 mm.

Por lo tanto, los valores de tensión en Volt que se obtienen a partir de la adquisición de datos, deberán ser afectados por el factor 141,53 para ser llevados a μm de variación en el radio del chorro.

Para finalizar con este apartado es menester efectuar la siguiente aclaración. En realidad interesa conocer el radio de la sombra del chorro sin perturbar, la amplitud de la sombra de la perturbación y la altura del rectángulo del haz de láser que inciden sobre el fotodiodo, luego

de atravesar la ranura, por la razón de que es el fotodiodo el elemento que genera las señales de corriente. No obstante, hay una relación geométrica entre las magnitudes antedichas y las usadas en los cálculos, correspondientes con la posición y geometría de la ranura, relación que está dada por el ángulo del cono que forman la sombra y el haz luego de pasar por la lente de magnificación. Los cálculos anteriores serán válidos siempre y cuando el segmento del haz de láser que llega al fotodiodo, luego de atravesar la ranura, esté plenamente incluido dentro del área sensible del mismo. En este caso, tal condición se cumple ya que luego de atravesar la ranura, la altura del segmento del haz de láser crece hasta 5,25 mm aproximadamente, siendo la altura del área sensible del fotodiodo, de unos 6,4 mm.

3.6.2 – Precisión del sistema de medida de perturbaciones

En el dispositivo experimental descrito en [1], la precisión del sistema aparece limitada por el ruido de las señales. Tal ruido está ligado a las perturbaciones libres en la superficie del chorro y al ruido propio del sistema de visualización, y en ese trabajo se detalla que alcanza un valor del 0,5% del radio del chorro no perturbado.

En el caso de este montaje experimental, dependiendo de la velocidad del flujo, se ha observado que el ruido oscila entre el 0,5 y el 1,2 % del radio del chorro sin perturbar, aproximadamente. Este ruido será tenido en cuenta al momento de comprobar las tasas de crecimiento, según se verá.

3.7 – ESQUEMA Y VISTA DEL MONTAJE EN CONJUNTO

A modo de conclusión de lo expresado a lo largo de este capítulo, se incluyen a continuación una representación esquemática general y una fotografía del montaje experimental.

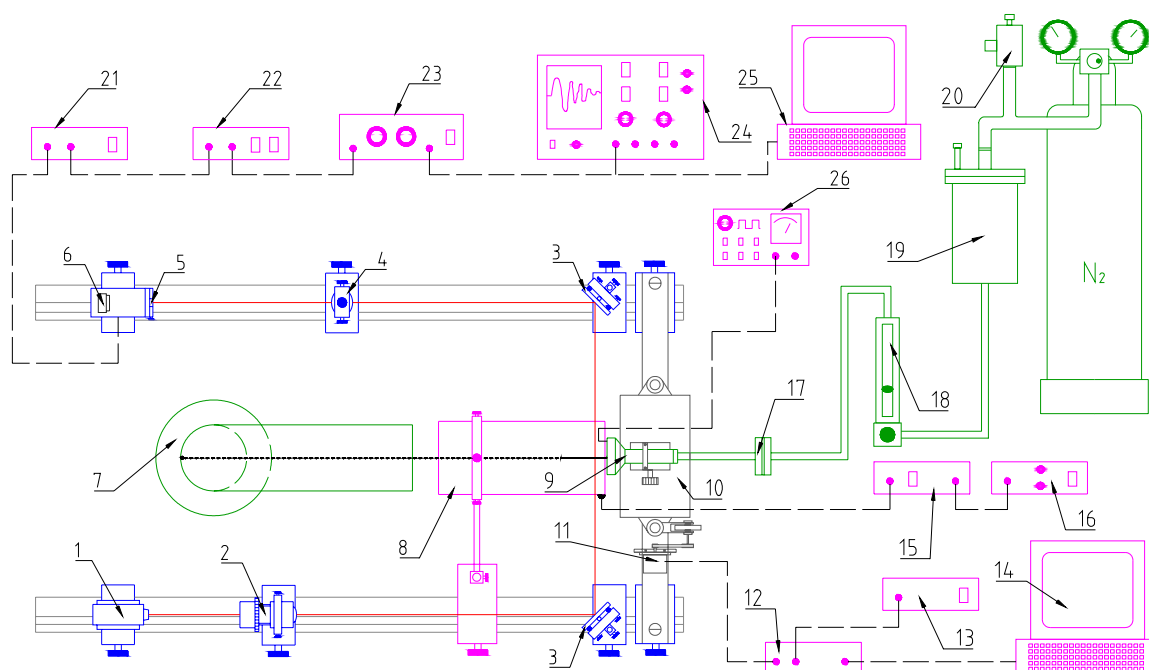


Figura 3.12 – Esquema general del montaje experimental. 1-Láser. 2-Lentes conjugadas. 3-Espejos. 4-Lente de magnificación. 5-Ranura ajustable. 6-Fotodiodo. 7-Sistema recolector de agua. 8-Electrodo. 9-Boquilla, piezoeléctrico y capilar. 10-Mesas de desplazamiento del chorro. 11-Motor paso a paso y transmisión. 12-Control motor. 13-Fuente alimentación motor. 14-PC control motor. 15-Fuente alta tensión. 16-Excitación a fuente alta tensión. 17-Filtro de agua. 18-Flotámetro y válvula de aguja. 19-Recipiente de agua. 20-Válvula de seguridad. 21-Circuito electrométrico. 22-Amplificador. 23-Filtro pasa bandas. 24-Osciloscopio. 25-PC con placa de adquisición de señales. 26-Generador de ondas.



Figura 3.13 – Foto general del montaje experimental.

REFERENCIAS

69. TAUB H., *Investigation of nonlinear waves on liquid jets*, Physics of Fluids 19 (8) (1976) 1124-1129
70. WETSEL G., *Capillary oscillations on liquid jets*, Journal of Applied Physics 51 (7) (1980) 3586-3592
71. DESIMONE G., *Estudio experimental de la modificación del escurrimiento alrededor de un cilindro circular a través de la electroconvección*, Tesis de Grado, Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires, (2000).

ANEXO 3.I – ESPECIFICACIONES TÉCNICAS DE EQUIPOS

Caudalímetro

- Marca: GILMONT INSTRUMENTS.
- Modelo: ACCUCAL GF-4542-1230
- Precisión: $\pm 1\%$
- Material en contacto con el fluido: acero inoxidable.
- Presión máxima de entrada: 200 psig.
- Temperatura máxima del fluido: 250 °F.
- Temperatura máxima ambiente: 200 °F.

Generador de ondas

- Marca: GOOT
- Modelo: 1001
- Rango de frecuencias: 4 – 200 kHz.
- Rango de tensión: 0 - 5 V (eficaz), para onda sinusoidal.

0 - 15 V (pico a pico), para onda cuadrada.

Fuente de alta tensión

- Marca: BRANDENBURG
- Modelo: Serie 569
- Rango de tensión de entrada: 5 – 15 Vcc.

- Rango de tensión de salida: 2 – 6 kV.
- Corriente de salida a tensión máxima: 0.5 mA.
- Ruido de salida: 0.2%
- Potencia: 3 W
- Rendimiento: 70%.

Láser

- Marca: UNIPHASE
- Tipo: Helio – Neón
- Clase: IIIa
- Potencia mínima salida: 0,8 mW TEM₀₀
- Longitud de onda: 632,8 nm
- Diámetro: 0,48 mm
- Divergencia: 1,7 mrad
- Ruido máximo (valor eficaz): 1% (30 Hz – 10 MHz)

Fotodiodo

- Para infrarrojos, de silicio, de alta velocidad y área media, en un encapsulado herméticamente sellado de tipo TO8.
- Marca: IPL
- Respuesta espectral de pico: 800 nm.
- Longitud de onda: 350 a 1100 nm

- Responsividad de pico: 0,5 A/W
- Area activa: 41,3 mm² (área sensible cuadrada)
- Corriente residual: 4 nA ($V_r = 1$ V)
- Capacitancia: 325 pF ($V_r = 0$ V)
- Tensión inversa de ruptura: 60 V
- Tiempo de respuesta: 25 ns ($V_r = 10$ V, $R_l = 100$ Ω)
- Temperatura de funcionamiento: -40 a +70 °C

Amplificador

- Marca: HEWLETT – PACKARD
- Modelo: 465 A
- Ganancia de tensión: 20 dB (x10) o 40 dB (x100), circuito abierto.
- Precisión ganancia: $\pm 0,1$ dB ($\pm 1\%$) a 1000 Hz
- Respuesta en frecuencia: $\pm 0,1$ dB, 100 Hz a 50 kHz; < 2 dB, 5-100 Hz y 50 kHz-1 MHz
- Salida: > 10 V eficaz, circuito abierto; > 5 V eficaz en 50 Ω
- Distorsión: 1%, 10 Hz a 100 kHz; $< 2\%$, 5 Hz a 10 Hz y 100 kHz a 1 MHz
- Impedancia de entrada: 10 M Ω , < 20 pF
- Impedancia de salida: 50 Ω
- Ruido: < 25 μ V eficaz referido a entrada con 1 M Ω resistencia de fuente.

Filtro pasa bandas

- Marca: KROHN – HITE
- Modelo: 3100R
- Rango: 10 Hz – 1 MHz, regulación independiente de frecuencia de corte alta y baja.
- Ganancia: 0 dB
- Tasa de atenuación fuera de la banda: 24 dB/octava
- Tasa de atenuación máxima: 80 dB
- Ruido máximo: 100 μ V
- Tensión máxima entrada: 3 V (eficaz)

Placa de adquisición de datos

- Marca: ADVANTECH CO., LTD.
- Modelo: PCL 1800
- Velocidad máxima de muestreo: 200 kHz.
- Entrada analógica: Canales: 16

Resolución: 12 bit

Tiempo de conversión: 3 μ s

Tensión de entrada: ± 10 V (rango máximo)

Disparo: por software (incluido con la placa)

Precisión: 0.01% FSR \pm 1 LSB.

4 – ESTUDIO EXPERIMENTAL

4.1 – INTRODUCCIÓN

Este capítulo tiene como objeto la presentación de los resultados experimentales obtenidos mediante el montaje anteriormente descrito, y la comparación de los mismos frente a las predicciones teóricas.

Se comienza por establecer los límites sobre algunos de los parámetros experimentales, los cuales permiten justificar la elección de sus valores. Luego se presenta una señal característica de las obtenidas con el sistema de adquisición, para posteriormente, y con apoyo en ella, describir la manera en la cual se les ha dado tratamiento para la determinación de las tasas de crecimiento y de las extensiones del paquete de ondas. Finalmente, se presenta un conjunto de señales características y se muestran los resultados experimentales obtenidos para las tasas de crecimiento y los límites del pulso, realizando a su vez una comparación de éstos y de las características de las señales con las predicciones teóricas, lo cual permite extraer conclusiones acerca de la validez del modelo presentado previamente.

4.2 – LÍMITES EXPERIMENTALES

En este apartado se discuten las limitaciones del estudio experimental asociadas con la velocidad del chorro, las posiciones según la coordenada axial en donde se efectúan las medidas, la excitación acústica y la excitación eléctrica. Estas limitaciones están relacionadas con el montaje experimental algunas, y con la dinámica del escurrimiento otras. Las consideraciones aquí presentadas son las que justifican los valores de dichos parámetros experimentales, adoptados en este estudio.

4.2.1 – Límites de velocidad del chorro

En primera instancia, este estudio está limitado al campo de inestabilidades convectivas, ya que cuando la inestabilidad es absoluta, el problema de la señal no es posible debido a que no puede establecerse la excitación con un patrón de ondas. Teóricamente, el efecto del campo eléctrico sobre el escurrimiento es mas notorio en cercanías de la transición entre uno y otro tipo de inestabilidad, esto es para bajos valores de We , lo cual se corresponde para el líquido y diámetro del orificio elegidos, con velocidades bajas del flujo.

La primera limitación a la velocidad del chorro aparece asociada con efectos gravitatorios. Cuando la relación entre las fuerzas de inercia y las gravitatorias es baja, el chorro comienza a caer notoriamente en cercanías del orificio perdiendo la coaxialidad con el electrodo, lo cual promueve dificultades a la hora de efectuar las medidas y es una alteración a la geometría estudiada en forma teórica. Además, el hecho de que el chorro sea afectado por efectos gravitatorios, constituye un alejamiento de las hipótesis que sustentan el estudio teórico. Debe recordarse que el estudio teórico presentado en el capítulo 2 es uno local (el perfil de velocidad constante es invariante con la coordenada axial), y que el análisis teórico de un chorro sometido a fuerzas gravitatorias requiere de los métodos globales, ya que todas las estaciones según la coordenada z no tendrían el mismo perfil de velocidad. El valor mas bajo de velocidad empleado es de $U_0=7,2 \text{ m/s}$, que se corresponde con $We=72$.

Cuando la velocidad del chorro es alta, el mismo se vuelve en teoría menos inestable y los efectos de la excitación eléctrica sobre la propagación del pulso son en teoría menos notorios. El valor mas alto de velocidad empleado es de $U_0=10,6 \text{ m/s}$, que resulta en $We=156$. Se ha adoptado este valor, de forma tal que no sea necesario aumentar en demasía la tensión de excitación del piezoeléctrico para mantener una relación aceptable entre señal y ruido (lo

cual puede llevar a la destrucción del actuador o bien producir señales anormales), y para no afectar el funcionamiento del piezoeléctrico a causa de someterlo a una presión elevada por parte del líquido.

El estudio se completa con un tercer valor de velocidad, $U_0=9,9 \text{ m/s}$, para el cual se tiene $We=136$.

4.2.2 – Limitaciones a las posiciones de medición según la coordenada axial

Existe un límite inferior para la posición axial a partir de la cual pueden realizarse las medidas, que está ligado a la construcción de la boquilla y a la dimensión del haz de láser en su intersección con el chorro. Este límite es de $z_i=5 \text{ mm}$, en donde no hay interacción entre el láser y la pieza roscada que sostiene al piezoeléctrico contra la boquilla.

La teoría desarrollada para el fenómeno en estudio se basa en una aproximación lineal de la superficie del chorro perturbado. Se sabe que cercano a la zona de ruptura, en donde la amplitud de las perturbaciones es importante en relación al radio, los efectos no lineales toman relevancia. Aquí se toma un límite superior para la posición de medición de $L_s=11 \text{ mm}$, para la cual la amplitud máxima de la perturbación alcanza, en el caso mas desfavorable, un valor comprendido entre el 10 y el 15 % del radio del chorro sin perturbar.

Las medidas son efectuadas entre los límites antedichos con un salto Δz de 1 o 2 mm entre cada una de las posiciones. Esto proporciona varios puntos diferentes de observación, que se consideran suficientes para analizar la evolución del paquete de ondas.

4.2.3 – Límites de la frecuencia de excitación acústica

El montaje experimental permite obtener la respuesta del chorro en función del tiempo para cada posición fija según la coordenada axial. Un gráfico tridimensional del radio en función de la posición axial y del tiempo puede ser construido a partir de los datos obtenidos en las posiciones elegidas. La figura 4.1 es una representación esquemática de la propagación de las perturbaciones en el dominio z - t , en la cual se muestra la señal obtenida para una posición fija, además de la reconstrucción de las perturbaciones para dos tiempos diferentes.

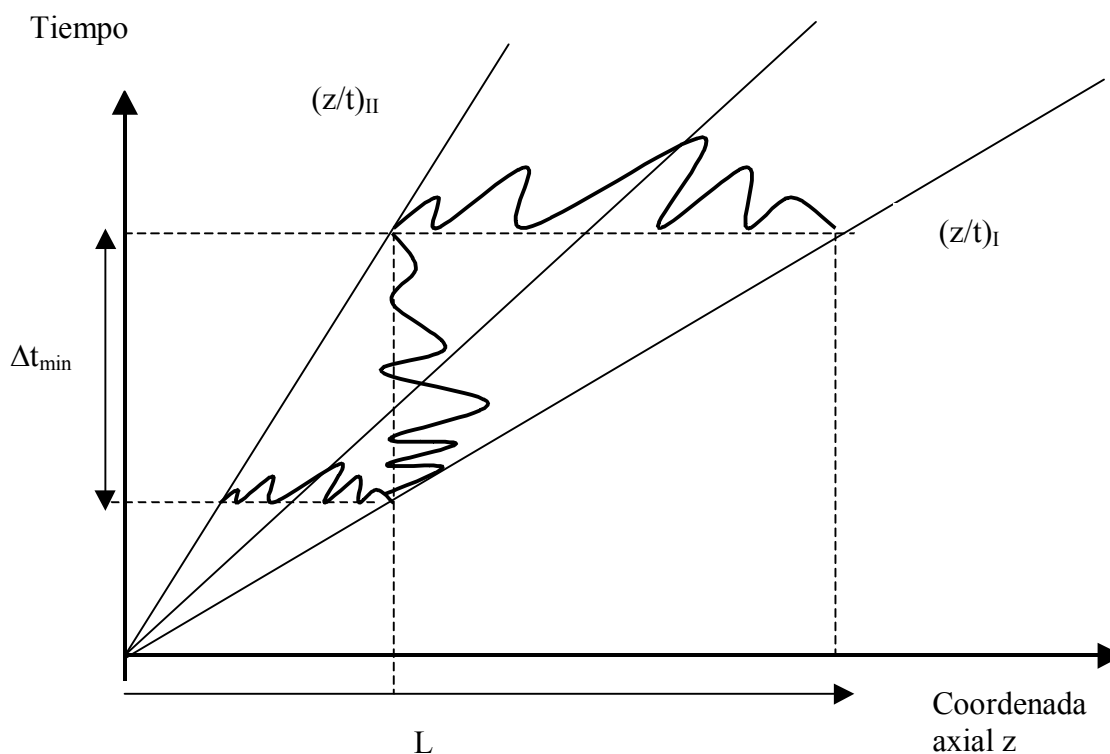


Figura 4.1 – Esquema de la propagación de una perturbación pulsante.

Las líneas identificadas por z/t_I y z/t_{II} indican los rayos de comienzo y final del paquete de ondas. Por fuera de la región delimitada por estos rayos las perturbaciones son amortiguadas, y son amplificadas dentro de ella. Las mediciones deben ser efectuadas en

posiciones donde no exista interacción entre dos pulsos sucesivos, de forma tal que el ancho del paquete de ondas pueda ser determinado.

Observando la figura puede deducirse fácilmente que para satisfacer la mencionada condición, para un chorro de una longitud L (o para la mayor distancia entre la fuente de perturbación y la posición de observación), el tiempo transcurrido entre la excitación de dos pulsos sucesivos deberá ser mayor que el intervalo Δt_{min} dado por [1]:

$$\Delta t_{min} = \frac{L}{U_0} \cdot \left(1 - \frac{(z/t)_I^{-1}}{(z/t)_I^{-1}} \right) \cdot (z/t)_I^{-1} \quad (4.1)$$

Por ejemplo, empleando las predicciones teóricas ya descritas, para un chorro de radio $a=100 \mu m$, $We=72$, y una distancia $L=11 mm$, vale $\Delta t_{min} = 0,63 \cdot ms$. La frecuencia de la señal cuadrada impuesta al piezoeléctrico deberá ser entonces menor a $f=1575 Hz$, para este caso.

4.2.4 – Límite de la excitación eléctrica. Descarga corona.

La descarga corona se caracteriza por la producción de iones en un fluido dieléctrico (en este caso aire), y se produce cuando el valor del campo eléctrico es lo suficientemente intenso. Esta nube de iones migra en el fluido dieléctrico, bajo el efecto de fuerzas coulombianas, alcanzando una distribución estable en el espacio luego de un cierto tiempo. Este fenómeno hace que el campo eléctrico pierda su configuración inicial, y por lo tanto la superficie del chorro no resulta excitada por el mismo en la manera que se prevé. La aparición de la descarga corona establece entonces el límite para la excitación eléctrica.

Para una geometría de dos electrodos cilíndricos, coaxiales e infinitos, la expresión experimental que permite calcular el valor del campo eléctrico a partir del cual comienza la descarga corona, para aire a presión y temperatura ambiente, se escribe [2]:

$$E_{cor}(V/m) = 3,1 \cdot 10^6 \cdot \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{a(cm)}} \right) \quad (4.2)$$

donde a es el radio del chorro.

En este caso, con el radio del chorro fijado en $a=0,01cm$, se obtiene $E_{cor} = 12,6 \cdot 10^6 V/m$. A partir de la expresión que relaciona el valor del campo eléctrico con la diferencia de potencial, para una geometría cilíndrica infinita, se encuentra el límite de la tensión de excitación:

$$V_{max} = E_{cor} \cdot a \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right) \cong 12,6 \cdot 10^6 \cdot 10^{-4} \cdot \ln\left(\frac{350}{1}\right) \cdot V \cong 7380 \cdot V$$

en la cual b es el radio interior del electrodo.

Debido a que no se trabaja con una geometría infinita, y a que posiblemente existan pequeños alejamientos de la geometría cilíndrica coaxial, se toma un margen de seguridad y se fija el valor máximo de tensión en $V_{max}=6 kV$. El valor mínimo de tensión empleado es $V_{min}=2 kV$, y el estudio se completa con tensiones fijadas en 3, 4 y 5 kV.

4.3 – TRATAMIENTO DE SEÑALES

En esta sección se detallan los procedimientos usados para la determinación de la extensión del paquete de ondas y de las amplitudes de las perturbaciones, a partir de las

señales medidas, y el tratamiento seguido para establecer la tasas de crecimiento empleando dichas amplitudes.

Para cada posición axial, valor de campo eléctrico y de velocidad, se han obtenido tres muestras con el sistema de adquisición. Cada una de esas muestras está compuesta por varios pulsos, de los cuales se han seleccionado los que presentaron un comportamiento mas claro y han sido menos afectados por el ruido, respecto del resto.

En adelante a la presentación de los resultados experimentales, se incluye aquí en la figura 4.2, una de las señales típicas obtenidas mediante el sistema de adquisición, con el objeto de facilitar la descripción de estos métodos.

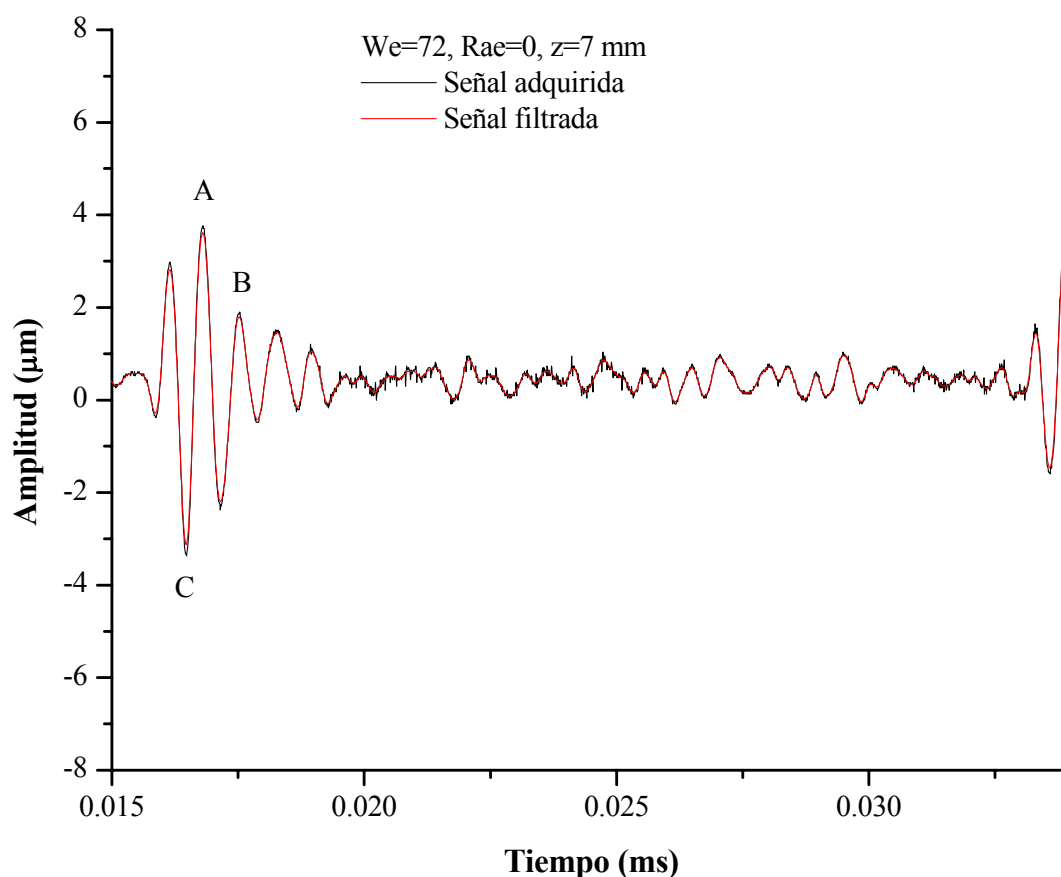


Figura 4.2 – Señal característica. Frecuencia de excitación acústica: 25 Hz aprox.

La señal mostrada ha sido afectada por la escala entre tensión y amplitud calculada en el capítulo anterior. Cualquier comentario que pudiera hacerse sobre la misma, en relación con lo esperado en función de las previsiones teóricas, será dejado de lado por el momento, hasta la discusión de resultados.

En la figura puede observarse la señal tal cual es muestreada con el sistema de adquisición (recordar que se han fijado las frecuencias del filtro pasa bandas en 110 Hz y 4 kHz), y puede observarse el filtrado digital de la señal que elimina el ruido propio de la placa de adquisición (este filtrado reconstruye la señal, a partir de los datos tomados cada 15 puntos de la señal original). En adelante, todas las figuras de señales presentadas corresponden a la salida del filtro digital.

4.3.1 – Determinación de las tasas de crecimiento

De acuerdo a las predicciones teóricas, las amplitudes de las perturbaciones correspondientes a los distintos rayos z/t , crecen de forma exponencial con una tasa de crecimiento temporal dada por la ecuación (2.9). La amplitud de las perturbaciones pueden entonces ser descritas mediante la siguiente ecuación, con η_0 la amplitud inicial y σ la tasa de crecimiento correspondiente con un rayo z/t dado:

$$\eta = \eta_0 \cdot e^{\sigma \cdot t} \quad (4.3)$$

Considerando la tasa de crecimiento adimensional y el tiempo expresados como:

$$t = \frac{z}{U_0}, \quad \sigma^* = \sigma \cdot \frac{a}{U_0}$$

la ecuación anterior puede escribirse de la siguiente forma:

$$\eta = \eta_0 \cdot e^{\sigma^* \cdot \frac{z}{a}} \quad (4.4)$$

Las tasas de crecimiento, en forma adimensionalizada, se pueden obtener entonces a partir de un análisis de las señales características para diferentes posiciones axiales .

El estudio de las tasas de crecimiento ha sido efectuado para tres rayos z/t diferentes, correspondientes a tres máximos distintos de la señal, a saber: el de mayor amplitud positiva, el del ciclo que le sigue, y el de mayor amplitud negativa (A, B y C respectivamente, en la figura 4.2). Se determinó de esta manera que el pico de mayor tasa de crecimiento es el que alcanza la máxima amplitud positiva (indicado en la figura 4.2 con A). Este pico es el que se corresponde con la mayor tasa de crecimiento y en consecuencia, teóricamente, con el rayo $z/t=1$.

La determinación de las tasas de crecimiento mediante este procedimiento, presenta dos aspectos que provocan una incertidumbre en los resultados obtenidos. Un primer aspecto está asociado con el ruido de la señal. La obtención de los valores de las amplitudes aludidas anteriormente se puede realizar directamente mediante lectura desde los gráficos de las señales. Los valores así determinados estarán acompañados por una banda de error, que se fija en relación al ruido de la señal, también leído desde los gráficos. El segundo aspecto está vinculado a la indeterminación que existe en la medida de la posición axial. Las bandas de error para la distancia axial al orificio se establecen por la apreciación que se tiene con la regla graduada que se emplea para medirla.

4.3.2 – Determinación de la extensión del paquete de ondas

La presencia de ruido en las señales, hace que no puedan establecerse con precisión los límites del paquete de ondas en forma directa midiendo sobre los gráficos de las señales,

sobre todo en la “cola” del pulso, donde la amplitud se atenúa lentamente confundiendo con el ruido. Conocida entonces esta limitación, se ha optado por determinar la extensión del paquete de ondas entre el comienzo del mismo y el pico de mayor amplitud, midiendo sobre los gráficos de las señales, ya que el comienzo del pulso resulta visible con relativa facilidad. Este procedimiento se repite para las tres señales que corresponden a una posición, velocidad y excitación eléctrica dadas, y el valor a tener en cuenta en cada caso resulta de promediar los tres obtenidos.

Esos resultados pueden ser comparados con las previsiones teóricas, considerando a los rayos z/t_I y $z/t=1$ para el cálculo de la extensión del paquete de ondas según la ecuación (2.14).

Un procedimiento alternativo al anterior y tal vez mas interesante, ya que permitiría establecer la extensión del paquete de ondas completo, ha sido probado sin éxito para la totalidad de las señales (se ha logrado que funcione solo para el valor mas alto de We). El mismo consiste en ajustar la señal mediante una función y a partir de ella, con un criterio dado, estimar el valor buscado del ancho del pulso.

Observando la forma de la señal puede verse que se asemeja a la respuesta impulso de un sistema de segundo orden, según la definición del mismo en la teoría de control clásica [3]. La respuesta de tal tipo de sistema en el dominio del tiempo es bien conocida, y aquí se ha empleado esa función para ajustar las señales, modificada y con el agregado de algunas constantes que tienden a una mejora en los resultados.

La función de ajuste tiene la siguiente expresión:

$$y(t) = y_0 + A \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{x_1}}\right)^P \cdot e^{-\frac{t-t_0}{x_2}} \cdot \text{sen}(\omega \cdot t + \varphi) \quad (4.5)$$

en donde y_0 , A , t_0 , x_1 , P , x_2 , ω y φ son los parámetros de ajuste.

Para establecer el ancho del pulso puede trabajarse solamente con la envolvente de la función, que está dada por el producto de las exponenciales y la constante A . El criterio adoptado es que el pulso se ha amortiguado cuando la envolvente cae por debajo del 2% de su valor máximo.

4.4 – RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Este apartado está consagrado a la presentación de las señales características y los resultados obtenidos mediante los procedimientos detallados con anterioridad. En cada caso, la discusión y comparación con la previsiones teóricas del capítulo 2 son efectuadas, y para ello se ha prestado atención a las consideraciones del trabajo de **Artana et al** [4].

Los resultados característicos para cada valor de campo eléctrico son presentados aquí en función del número de Rayleigh eléctrico (el cual establece una relación entre las fuerzas eléctricas y las asociadas a la tensión superficial), definido mediante:

$$Ra_e = Eu_e \cdot We = \rho \cdot E_{2n}^2 \cdot \frac{a}{\gamma} \quad (4.6)$$

4.4.1 – Señales características

En la figura a continuación se presentan resultados típicos de la forma que adquiere la superficie del chorro perturbado, representada por las señales adquiridas y luego filtradas digitalmente. Estas señales representativas han sido obtenidas para una velocidad del chorro de 7,2 m/s, a distancias del orificio de 7 y 10 mm, con una frecuencia de excitación al

piezoeléctrico de aproximadamente 25 Hz, y en el caso del chorro electrificado, con una tensión aplicada al electrodo de 5 kV.

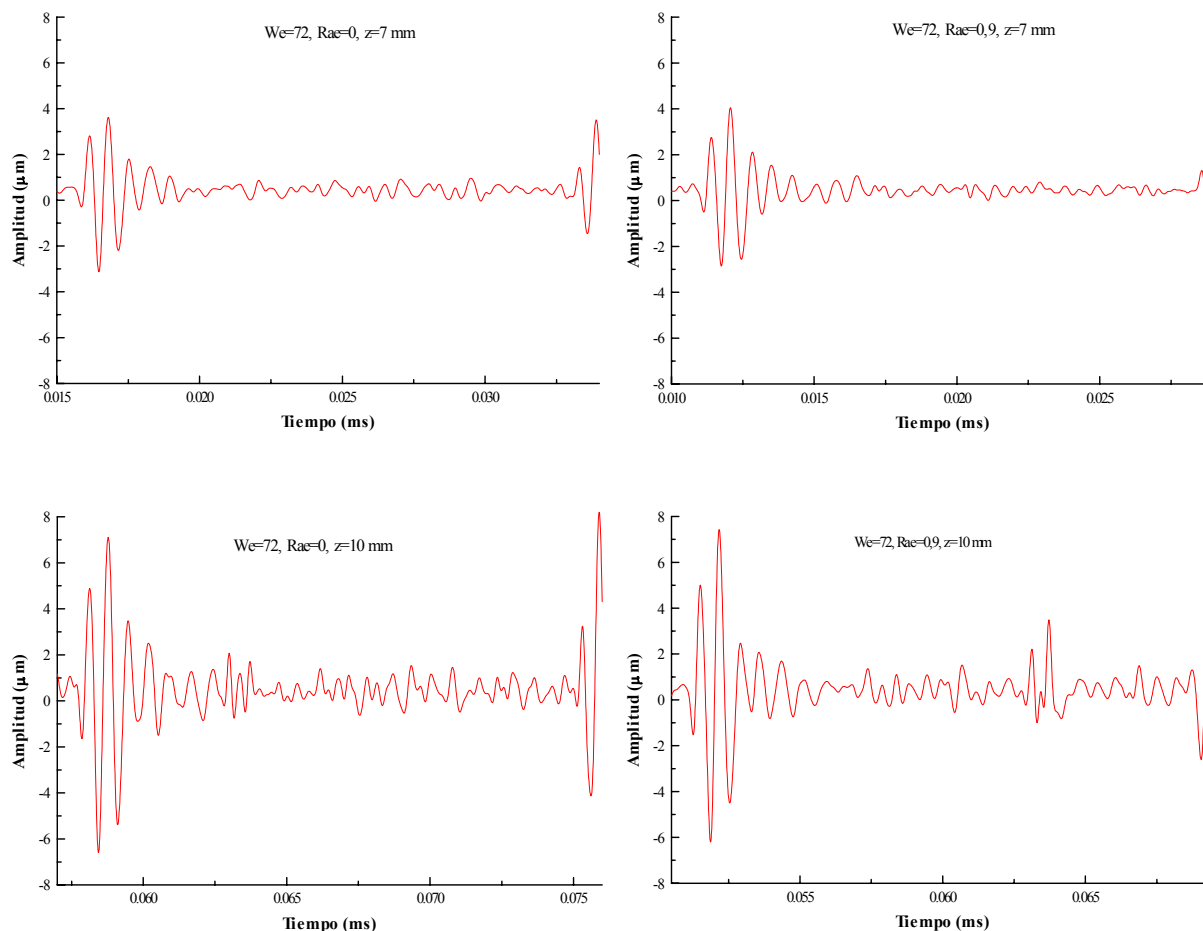


Figura 4.3 – Amplitud de la perturbación sobre la superficie del chorro en función del tiempo.

4.4.1.1 – Efecto del movimiento del piezoeléctrico

Puede apreciarse en la figura que el pulso siguiente al mostrado en forma completa, toma una amplitud de signo diferente en el inicio. Tal comportamiento está ligado al hecho de que el movimiento vibracional del piezoeléctrico, que posee la dirección del eje axial del chorro, tiene el mismo sentido que la velocidad del escurrimiento en uno de sus semi ciclos de

oscilación, y contrario en el otro semi ciclo. Las señales características en todos los casos analizados para establecer las tasas de crecimiento y el ancho del paquete de ondas, están representadas por un pulso cuya amplitud inicial crece negativamente. No obstante ello, ninguna diferencia, en cuanto a los resultados, aparecería asociada al empleo de los pulsos cuya amplitud inicial crece positivamente, ya que se observa un comportamiento simétrico de ambos pulsos, respecto de la situación no perturbada (la cual está representada por una señal continua, formada por una línea recta paralela al eje de abscisas y ligeramente desplazada del origen del eje de ordenadas).

4.4.1.2 – Forma de las señales características

Un hecho de gran importancia merece ser destacado: existe una asimetría respecto de la amplitud máxima de las perturbaciones, la cual como se ha puntualizado corresponde a $z/t=I$, teniendo en cuenta el tiempo que la separa del comienzo y final del paquete de ondas. Las predicciones teóricas concuerdan con esta observación. En efecto, la simetría de los rayos z/t_I y z/t_{II} , respecto del rayo $z/t=I$, arroja como resultado que el tiempo que separa el comienzo del paquete de ondas, del pico que posee la mayor tasa de crecimiento, es menor que el correspondiente a la separación de tal pico con la “cola” del paquete de ondas. Esta predicción puede justificarse a partir de la expresión (2.14) cuando se reemplazan z/t_I y z/t_{II} por los valores apropiados (z/t_I^{-1} y z/t_{II}^{-1} son una medida de la tangente con la cual las amplitudes crecen y decrecen, respectivamente, en la cabeza y cola del paquete de ondas).

4.4.1.3 – Amplitudes de las señales características

Del análisis de la figura 4.3, puede destacarse que en los casos del chorro electrificado se observa un crecimiento en la amplitud máxima de la perturbación, y que no se puede

apreciar (a simple vista) que el paquete de ondas resulte expandido con tal excitación, dada la presencia del ruido. Puede observarse además que al aumentar la distancia al orificio, se produce un crecimiento en la amplitud de las perturbaciones junto con una expansión del paquete de ondas (si bien para esto último no puede a simple vista determinarse claramente en que magnitud lo hace, se tiene una percepción del fenómeno). Las previsiones teóricas concuerdan, al menos por el momento cualitativamente, con estos resultados.

4.4.1.4 – Espectro de frecuencias de las señales características

En la siguiente figura se muestra el espectro de frecuencias de la señal mostrada en la figura 2.2, obtenida mediante una transformada rápida de Fourier.

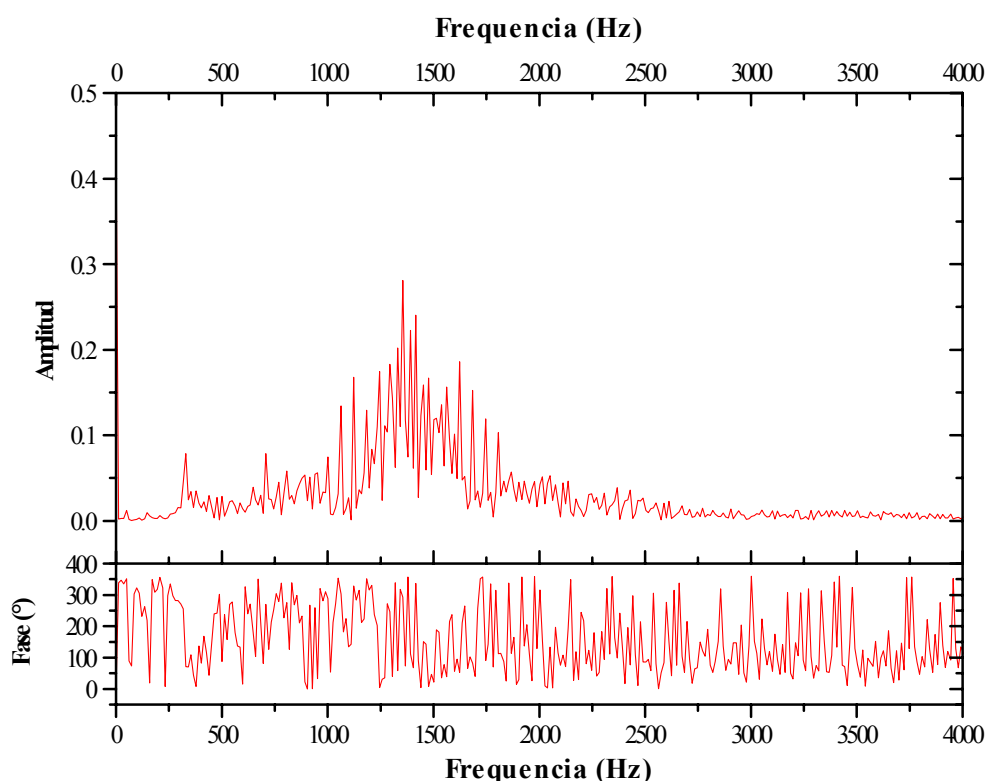


Figura 4.4 – Espectro de frecuencias característico.

Puede observarse una frecuencia dominante con un valor de aproximadamente 1350 Hz . Esta frecuencia, es una característica de todas las señales muestreadas, con una variación de $\pm 10\text{ Hz}$, para todos los valores de velocidad y campo eléctrico empleados. Los cambios previstos para la extensión del paquete de ondas, deben manifestarse entonces mediante la aparición de una mayor cantidad de ciclos o semi ciclos en las señales, con anterioridad y posterioridad al pico de máxima amplitud.

4.4.2 – Tasas de crecimiento máximas

En las siguientes figuras se presentan, a modo de ejemplo, los gráficos de la amplitud máxima de las perturbaciones en función de la distancia al orificio, en forma adimensional. Cada uno de estos gráficos corresponde a un valor dado de velocidad y campo eléctrico. En los mismos, pueden ser observadas las barras de error asociadas al ruido en el caso de la amplitud, y a la precisión de la medida de distancias en el caso de la coordenada axial. Las curvas en línea punteada corresponden al ajuste de los datos mediante una función como la mostrada en (4.4), donde se han dejado como parámetros libres en el ajuste por cuadrados mínimos tanto a la tasa de crecimiento como a la amplitud inicial. En cambio en línea continua se representa el ajuste con la misma función, pero fijando el valor de la tasa de crecimiento según lo previsto en forma teórica, de forma tal que el único parámetro de ajuste es la amplitud inicial de la perturbación.

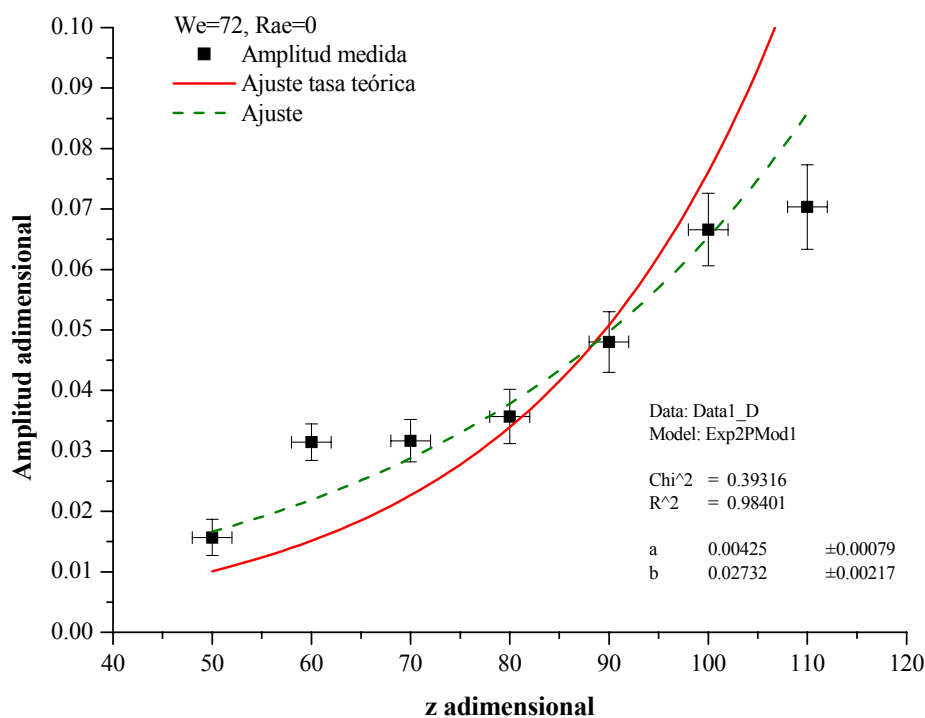


Figura 4.5 – Amplitud máxima de la perturbación en función de z para $We=72$ y $Rae=0$.

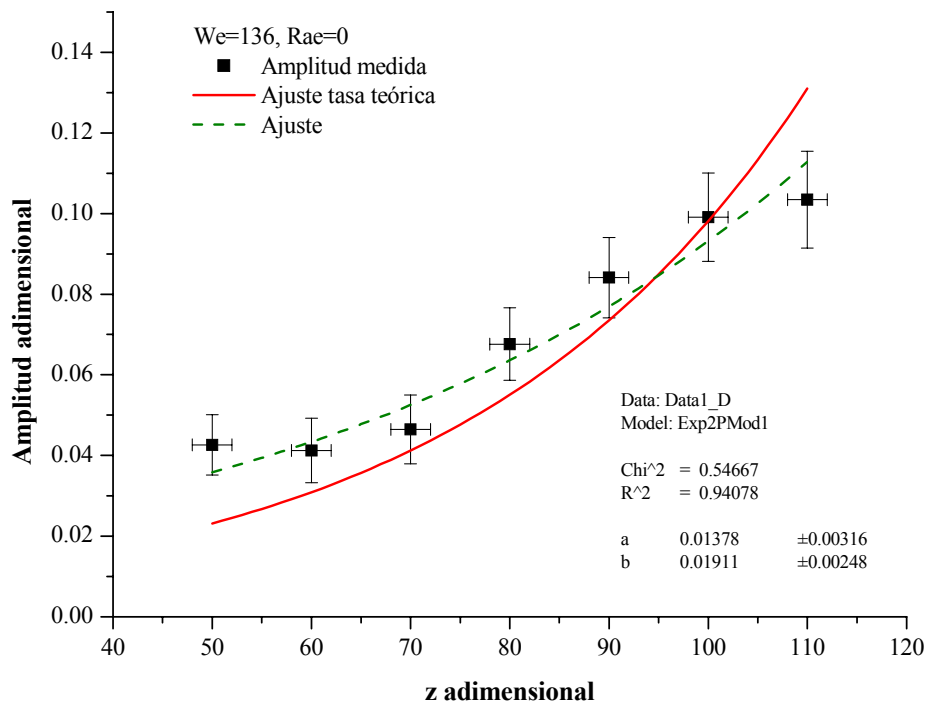


Figura 4.6 – Amplitud máxima de la perturbación en función de z para $We=136$ y $Rae=0$.

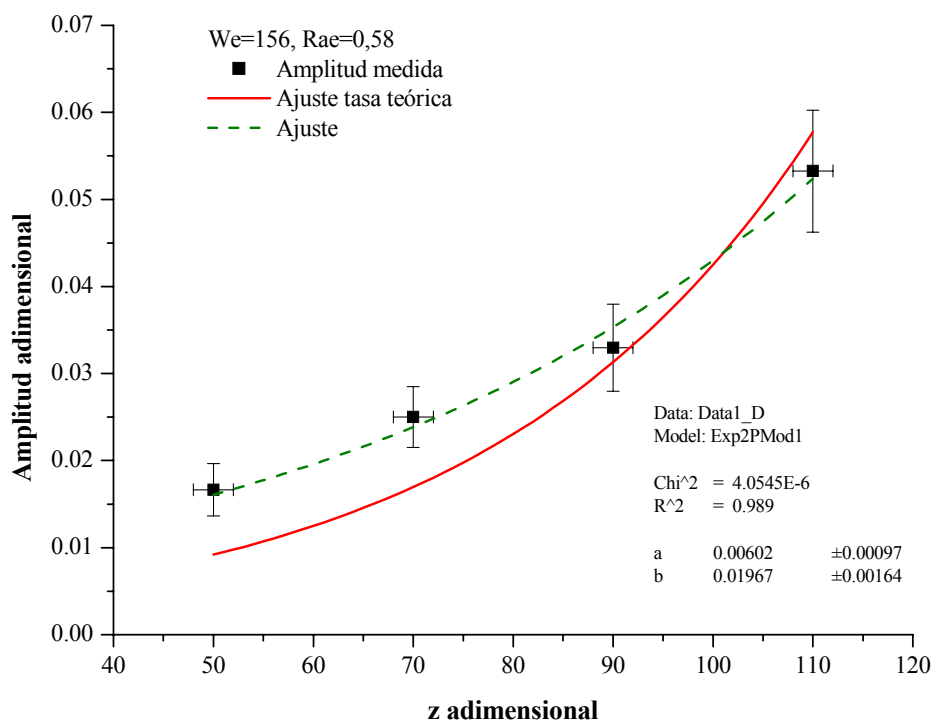


Figura 4.7 – Amplitud máxima de la perturbación en función de z para $We=156$ y $Rae=0,58$.

La comparación directa entre las amplitudes para diferentes valores de velocidad, no es posible ya que la tensión de excitación del piezoeléctrico ha sido cambiada a efectos de reducir la importancia del ruido. El resto de los gráficos empleados para la determinación de las tasas de crecimiento son mostrados en el anexo 4.I.

El crecimiento de la amplitud con respecto al aumento de la distancia al orificio, puede observarse en la gran mayoría de los casos. Cuando ésto no acontece, probablemente se relacione con un cambio en la velocidad del escurrimiento, ya que la regulación de caudal ha sido la situación mas problemática al momento de realizar las mediciones. La información obtenida de todos estos gráficos, en cuanto a la tasa de crecimiento en función de la excitación eléctrica, se resume en las figuras que se presentan a continuación. En las mismas, las barras de error para las tasas de crecimiento representan el error obtenido en el ajuste.

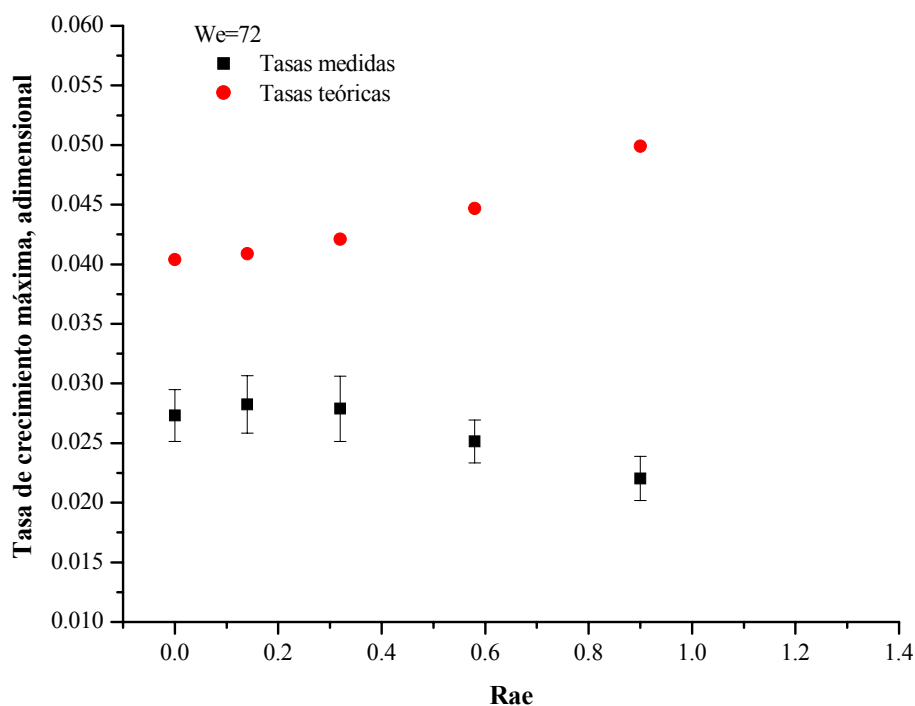


Figura 4.8 – Tasa de crecimiento máxima en función de $Rael$, para $We=72$.

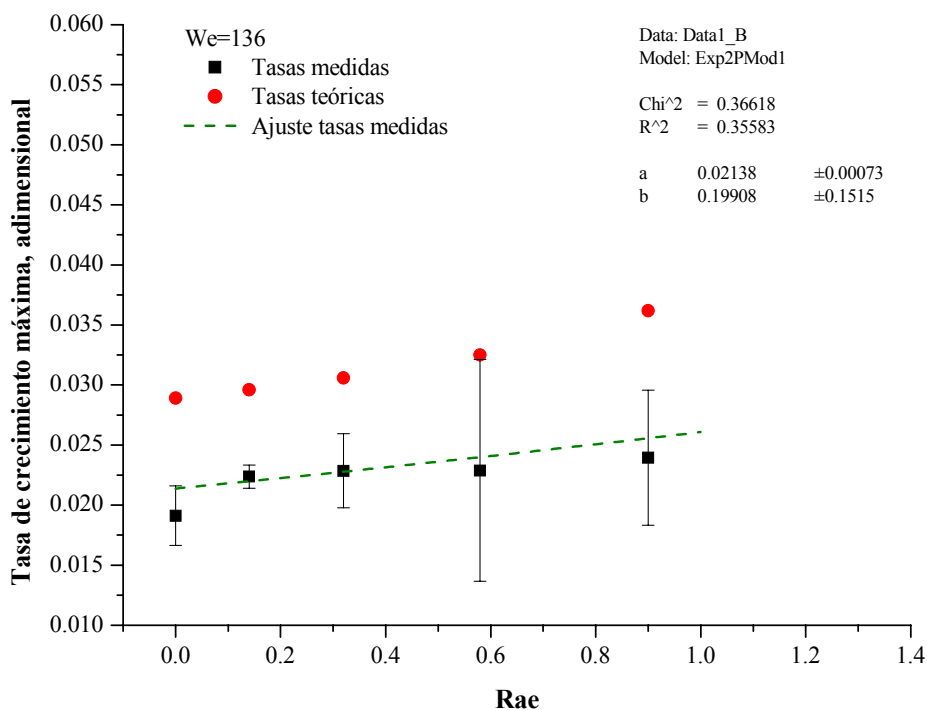


Figura 4.9 – Tasa de crecimiento máxima en función de $Rael$, para $We=136$.

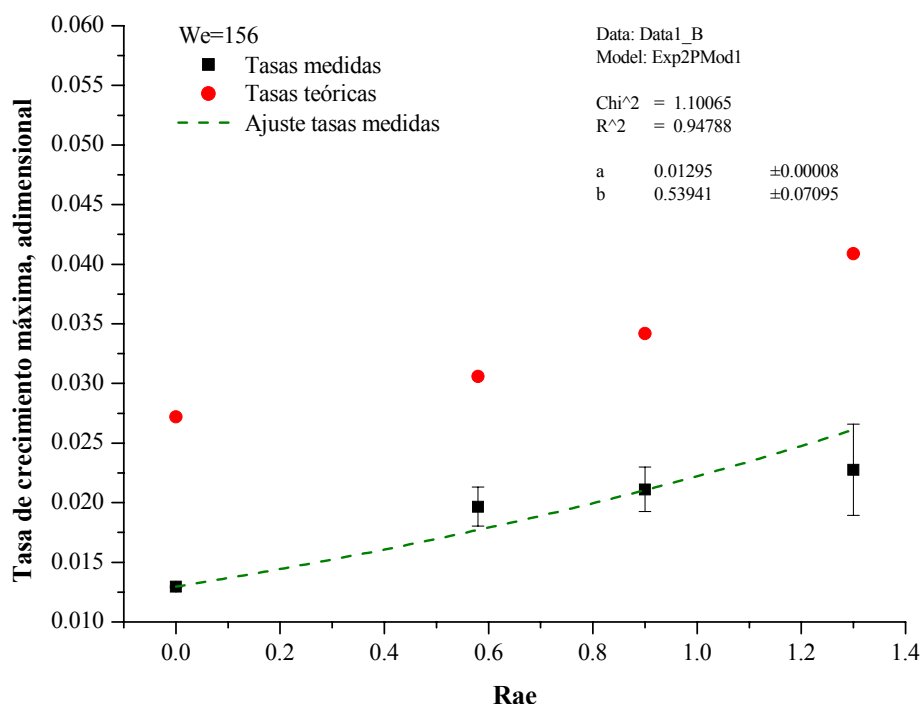


Figura 4.10 – Tasa de crecimiento máxima en función de Rae , para $We=156$.

En tanto que para $We=156$ y $We=136$ se observa una dependencia monótonica de la tasa de crecimiento con respecto a la excitación eléctrica, no puede decirse lo mismo para $We=72$. Posiblemente el comportamiento observado para la velocidad mas baja empleada esté asociado con el efecto de la gravedad, ya que el chorro en este caso evidencia una caída en posiciones mas cercanas al orificio, perdiendo la coaxialidad con el electrodo, y resultando de esta manera excitado de forma diferente a la prevista. No debe olvidarse además que, dadas las hipótesis del estudio teórico, el efecto de la gravedad es ignorado.

Dejando de lado entonces los resultados experimentales obtenidos para la velocidad mas baja, puede decirse que la teoría concuerda cualitativamente con las observaciones experimentales. Valores mas bajos de las tasas de crecimiento máximas han sido observados, y ello tal vez esté asociado a que el modelo teórico supone un chorro no viscoso, de tal forma que el efecto amortiguante de las fuerzas viscosas no es tenido en cuenta.

Otro hecho a destacar es que si bien para los valores mas altos del número de Rayleigh se manifiesta un aumento en la tasa de crecimiento, el mismo resulta menor que el previsto. Una posible explicación de este fenómeno es que, al estar la superficie del chorro perturbada por los pulsos, la configuración del campo eléctrico es alterada, pudiendo iniciarse la descarga corona con un valor de tensión menor que el previsto mediante la ecuación (4.2). Otra posible causa de este fenómeno, aunque menos probable, es que la evolución de las perturbaciones puede ser afectada por efectos no lineales, cuando la excitación eléctrica alcanza un valor elevado. Recordando que el modelo teórico presentado en el capítulo 2 se basa en una descripción matemática lineal de la superficie del chorro perturbado, se justificaría así tal discrepancia.

En relación al comportamiento de la tasa de crecimiento máxima respecto de la velocidad del escurrimiento, los resultados experimentales muestran que las predicciones teóricas dan una tendencia acertada, en cuanto a que el escurrimiento es mas estable a medida que su velocidad aumenta.

En resumen de lo expuesto acerca del efecto de la excitación eléctrica sobre las tasas de crecimiento máximas, puede decirse que la teoría concuerda cualitativamente con los resultados experimentales que pueden considerarse como válidos. Valores mas pequeños de las tasas de crecimiento, y un efecto menos pronunciado que el previsto sobre las mismas cuando la excitación eléctrica es fuerte, han sido obtenidos experimentalmente. Mediante este análisis se pone de manifiesto la necesidad de refinar la teoría, tomando en cuenta la viscosidad del líquido y tal vez aproximando la superficie del chorro perturbado mediante un modelo no lineal. En cuanto al efecto de la velocidad sobre la estabilidad del escurrimiento, la teoría concuerda cualitativamente con las observaciones experimentales. El aumento en la

velocidad hace que el escurrimiento se comporte de manera mas estable. Las discrepancias encontradas en este caso también pueden estar asociadas a efectos viscosos.

4.4.3 – Límites del paquete de ondas

4.4.3.1 – Medición directa sobre el gráfico

Los resultados de las mediciones de la extensión del paquete de ondas, entre el comienzo del mismo y la amplitud máxima, en función de la excitación eléctrica, son mostrados en la tabla a continuación y comparados con los previstos teóricamente (estos últimos calculados con la expresión (2.14) empleando un valor de $z/t_{II}=1$). Los datos que se muestran en esta tabla corresponden a $We=72$, y a $z=5\text{ mm}$.

<i>Rae</i>	<i>Semi ancho (ms)</i>	
	<i>Teórico</i>	<i>Medido</i>
0.00	0,1731	1,08
0.14	0,1744	1,09
0.32	0,1769	1,07
0.58	0,1823	1,08
0.90	0,1917	1,07

Tabla 4.1 – Semiancho de los pulsos para $We=72$ y $z=5\text{ mm}$.

Se observa que el semi ancho medido sobre las señales es un orden de magnitud mayor que el previsto por la teoría, y puede decirse además que alcanza un valor de $1,08 \pm 0,01\text{ ms}$. El mismo valor del semi ancho ha sido observado para todas las posiciones, velocidades, y campos eléctricos, poniendo de manifiesto las dificultades que acarrea el ruido en la determinación del mismo (si un cambio en el semi ancho del pulso realmente acontece en función de la excitación eléctrica al chorro, es altamente probable que esté comprendido dentro del ruido de la señal). No se incluye aquí la comparación entre las previsiones teóricas

y los resultados obtenidos para los otros valores de We testeados, ya que en esos casos solamente a partir de $Rae \approx 1,5$ se prevén cambios mínimos en la extensión del paquete de ondas, y el estudio experimental está limitado a $Rae = 1,3$.

4.4.3.2 – Medición a partir de la función de ajuste

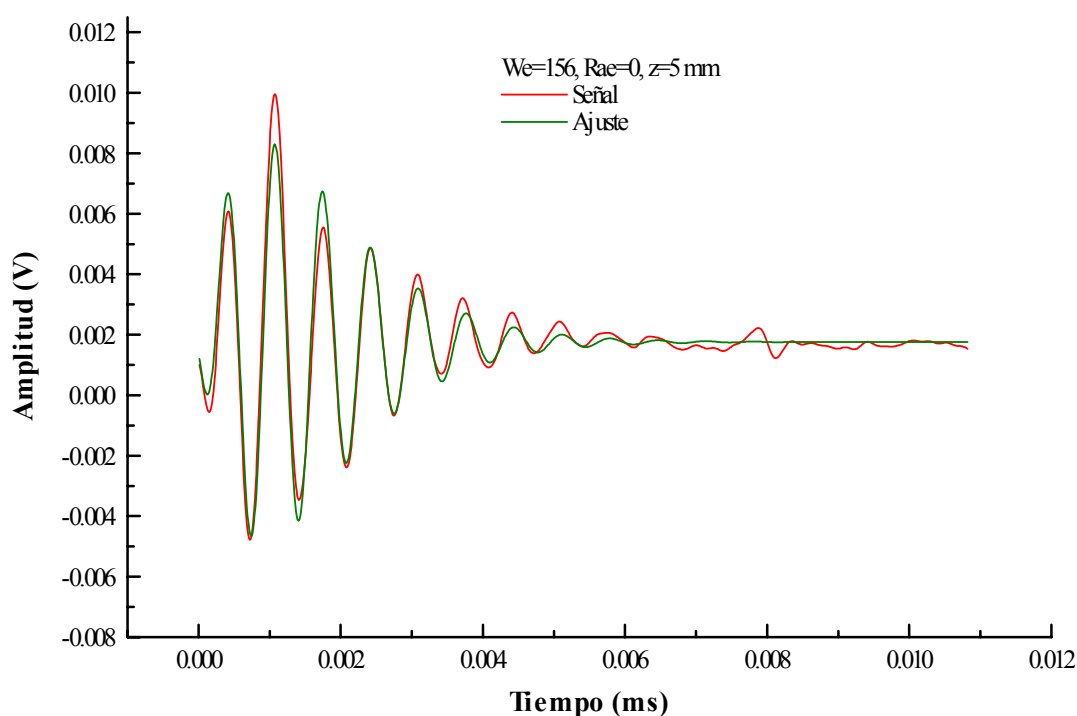


Figura 4.11 – Resultado característico del ajuste de señales.

En la figura 4.11 se muestra a título de ejemplo una señal ajustada mediante la ecuación (4.5), la cual no ha sido afectada por la escala entre tensión y amplitud en μm . La misma corresponde a $We=156, z=5 \text{ mm}$, sin excitación eléctrica. Si bien el uso de este ajuste parece mas adecuado para llevar a cabo un análisis del límite del paquete de ondas, lamentablemente, del conjunto de señales obtenidas, solamente para el We indicado el mismo pudo ser llevado a

cabo satisfactoriamente. Para el resto de los We en cuestión, el ajuste no pudo realizarse ya que no se ha logrado la convergencia de los distintos parámetros de la función de ajuste.

A partir de los ajustes de las señales muestreadas para las posiciones axiales analizadas, el siguiente gráfico ha sido construido, en donde se muestra la evolución del ancho completo de paquete de ondas en función de z y se lo compara con las predicciones teóricas.

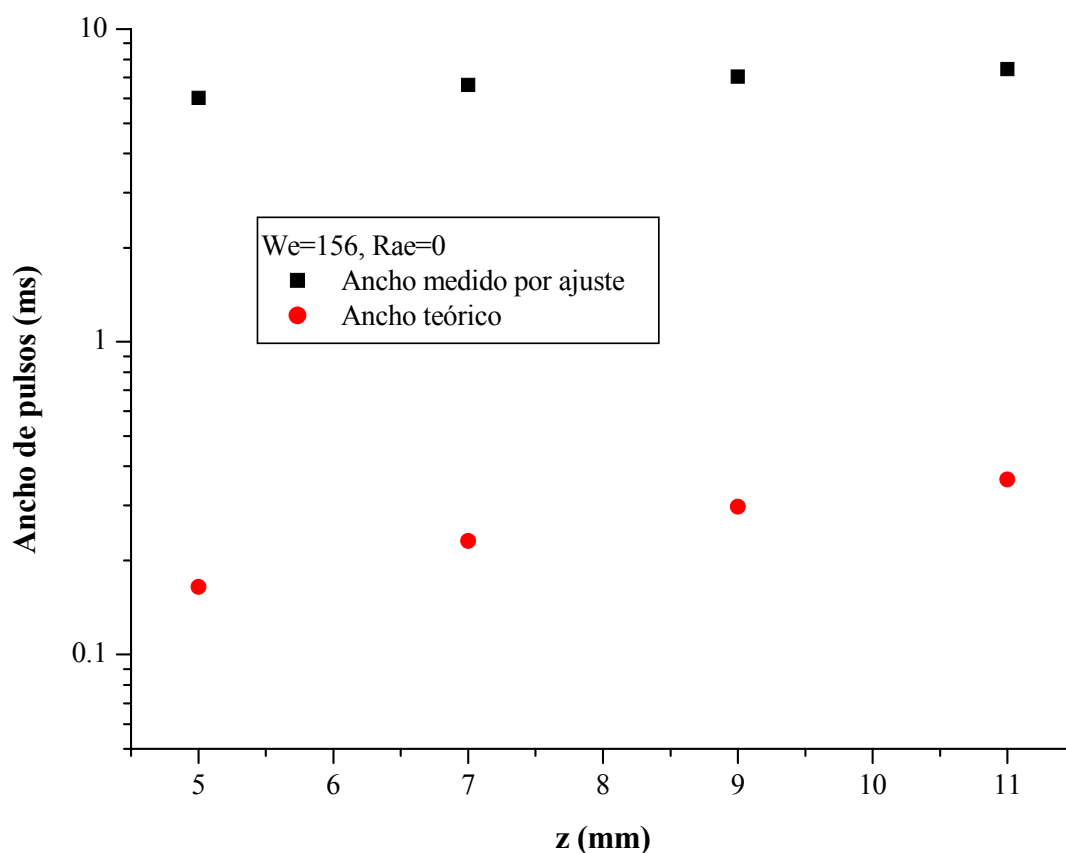


Figura 4.12 – Extensión del paquete de ondas en función de la distancia al orificio.

Puede observarse en esta figura que si bien el ancho de los pulsos es un orden de magnitud mayor que el correspondiente al previsto en forma teórica, existe una concordancia al menos cualitativa en cuanto a su aumento, en la medida que los pulsos se alejan del orificio. La extensión de los pulsos, obtenida experimentalmente, muestra un crecimiento menor al

esperado, lo cual se acentúa para posiciones mas alejadas del orificio. Este comportamiento tal vez esté ligado a que en el ajuste, por la forma en que ha sido efectuado, no es tomada en cuenta la expansión de la señal en su “cabeza” (nuevamente aquí se manifiestan las dificultades ocasionadas por el ruido, que no permite establecer claramente el comienzo del paquete de ondas). No obstante, la influencia de los efectos viscosos y de la aparición de efectos no lineales para posiciones alejadas del orificio, no deben ser descartadas.

En teoría, para este valor de We no existen cambios para el ancho de los pulsos en función de la excitación eléctrica hasta $Rae \approx 1,5$, y ese hecho ha sido confirmado experimentalmente para los valores de Rae empleados en las experiencias, ya que los valores obtenidos con el ajuste de las señales no han evidenciado dependencia de la excitación eléctrica.

En resumen de lo expresado acerca del estudio sobre los límites del paquete de ondas, puede decirse que existe una importante discrepancia entre las observaciones experimentales y las predicciones teóricas en lo que respecta al ancho de los paquetes de onda (de un orden de magnitud). Este hecho probablemente esté asociado a que en un sistema real es imposible producir una perturbación infinitesimal tipo pulso, por lo cual tal vez el paquete de ondas posea una extensión inicial finita (es imposible obtener un movimiento del piezoeléctrico representado por un pulso infinitesimal cuando el mismo es excitado con una señal eléctrica, y si así fuera, es imposible que el chorro responda al mismo desarrollando una perturbación infinitesimal tipo pulso sobre su superficie, debido al efecto de la viscosidad). La expansión del paquete de ondas previsto por la teoría, a medida que el mismo se aleja del orificio, concuerda cualitativamente con las observaciones experimentales, y este caso el desacuerdo mostrado posiblemente se vincule a las dificultades ocasionadas por el ruido, aunque no deben descartarse efectos viscosos y no lineales. Para las condiciones experimentales de este

trabajo, no se han observado cambios en la extensión de los pulsos en función de la excitación eléctrica, si bien los mismos serían, en teoría, de aproximadamente un 10% para la velocidad mas baja empleada.

4.5 – CONCLUSIONES

Las limitaciones al estudio experimental, propias del montaje utilizado algunas, y asociadas con la dinámica del escurrimiento otras, han sido analizadas en primer lugar. Es a partir de tal análisis que se ha justificado la elección de algunos de los parámetros experimentales.

Con posterioridad a ello, los procedimientos que se han seguido en el tratamiento de las señales, tendientes a la determinación de las tasas de crecimiento máximas y del ancho de los pulsos, han sido detallados.

Finalmente, se han incluido los resultados obtenidos en lo que respecta a la forma que muestran las señales características, la extensión de los paquetes de ondas y las tasas de crecimiento máximas. Estos resultados han sido analizados y comparados con las previsiones teóricas, y las conclusiones que de ello pueden extraerse, se resumen como sigue:

En lo concerniente a la extensión del paquete de ondas, los resultados muestran que existe una importante discrepancia entre las predicciones teóricas previamente desarrolladas y las experiencias. Esto puede estar causado por una perturbación que en su inicio tiene una extensión finita, lo cual constituye un alejamiento de la hipótesis de una perturbación infinitesimal tipo pulso. No obstante ello, algunas características de la forma que adopta la superficie del chorro perturbado, y la expansión que experimenta el paquete de ondas a medida que se aleja del orificio, son correctamente descriptas por la teoría, en forma

cualitativa. En las condiciones para las cuales las experiencias han sido llevadas a cabo, no se han observado cambios en la extensión de los pulsos cuando la excitación eléctrica es forzada. Cuando este fenómeno estaba previsto teóricamente, eran esperados cambios menores, del orden del 10%. De producirse realmente este cambio, es posible que haya quedado comprendido en el ruido de la señal.

Respecto del efecto del campo eléctrico sobre la tasa de crecimiento máxima, la teoría concuerda con la tendencia mostrada en los experimentos (salvo cuando el chorro es afectado por efectos gravitatorios). Valores menores que los teóricos han sido obtenidos experimentalmente, pero el comportamiento monótonico con el campo eléctrico ha sido observado, aunque en menor grado para excitaciones eléctricas fuertes.

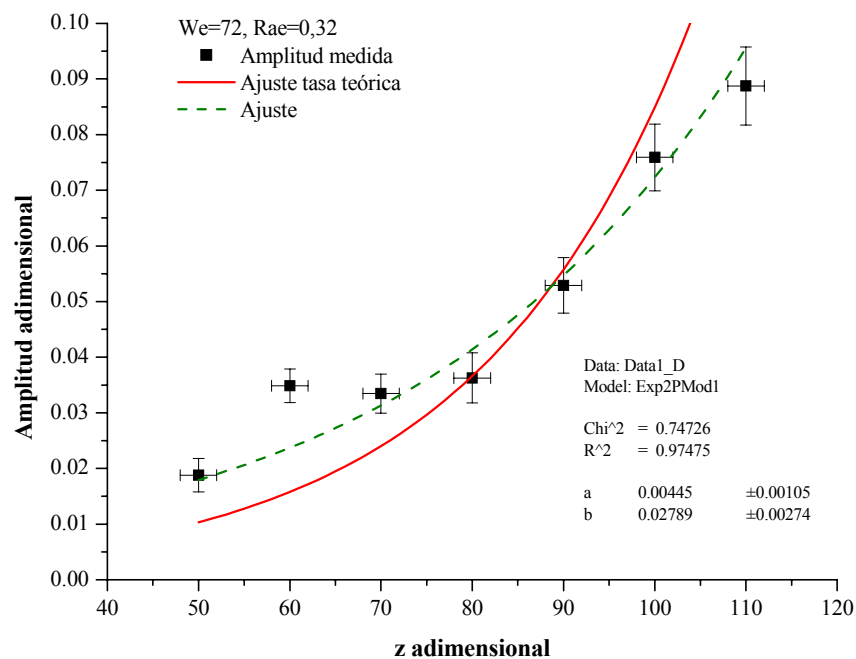
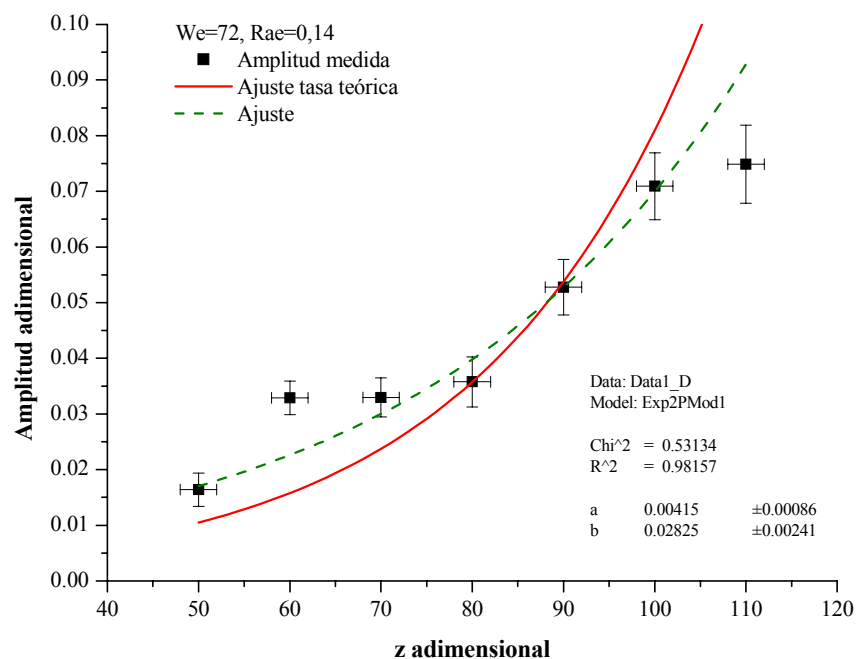
En cuanto al comportamiento inestable del chorro en función de la velocidad del escurrimiento, la teoría se ajusta cualitativamente a las observaciones experimentales. El chorro se muestra mas estable a medida que la velocidad va en aumento.

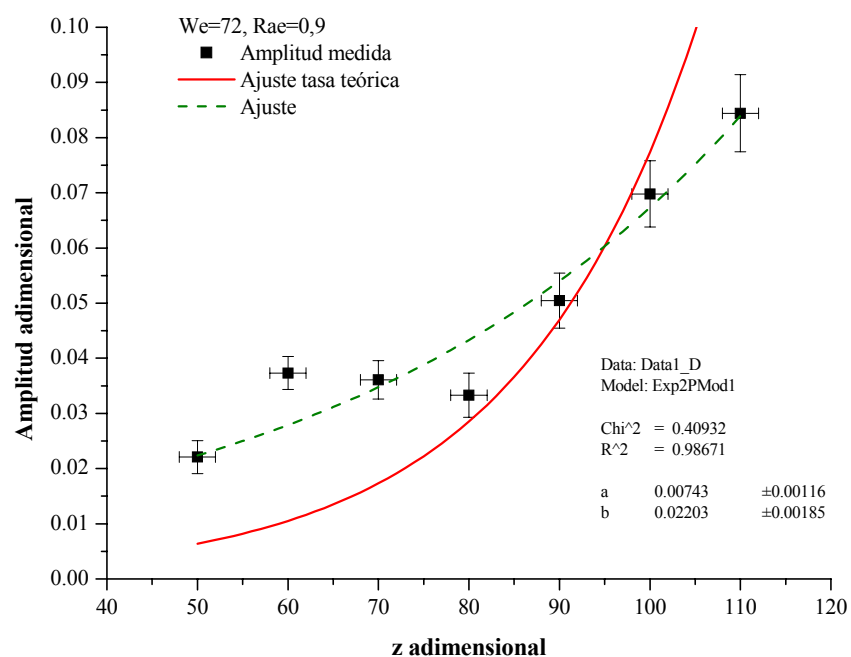
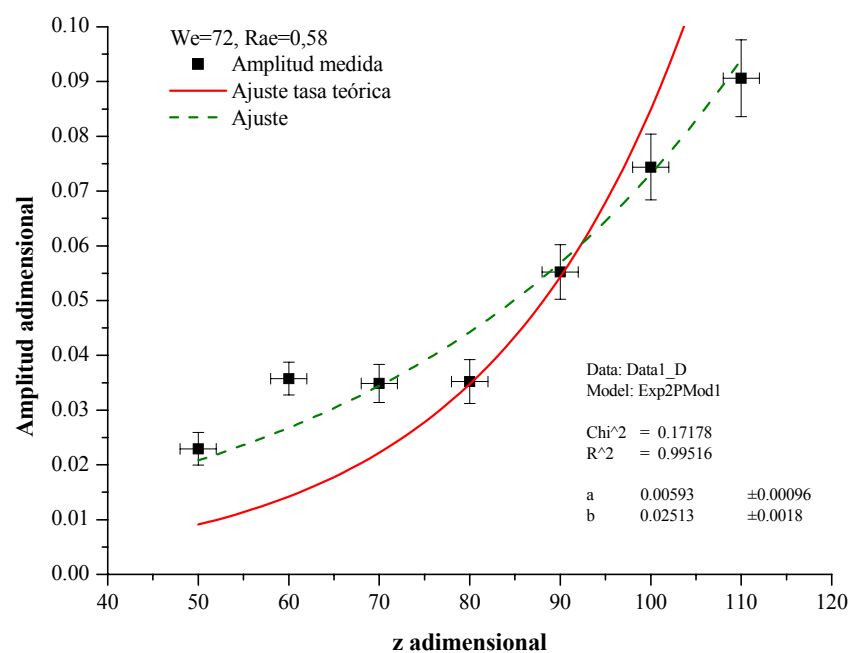
Las discrepancias encontradas indican que el modelo debería ser refinado considerando la viscosidad del líquido, los efectos no lineales, y otro tipo de perturbación a la superficie del mismo, diferente a un pulso infinitesimal (una entrada tipo rampa de elevada pendiente que se interrumpa para una amplitud muy baja, se constituye en una probable opción para ello). Un análisis no lineal permitiría además predecir la longitud de ruptura y las características de las gotas formadas.

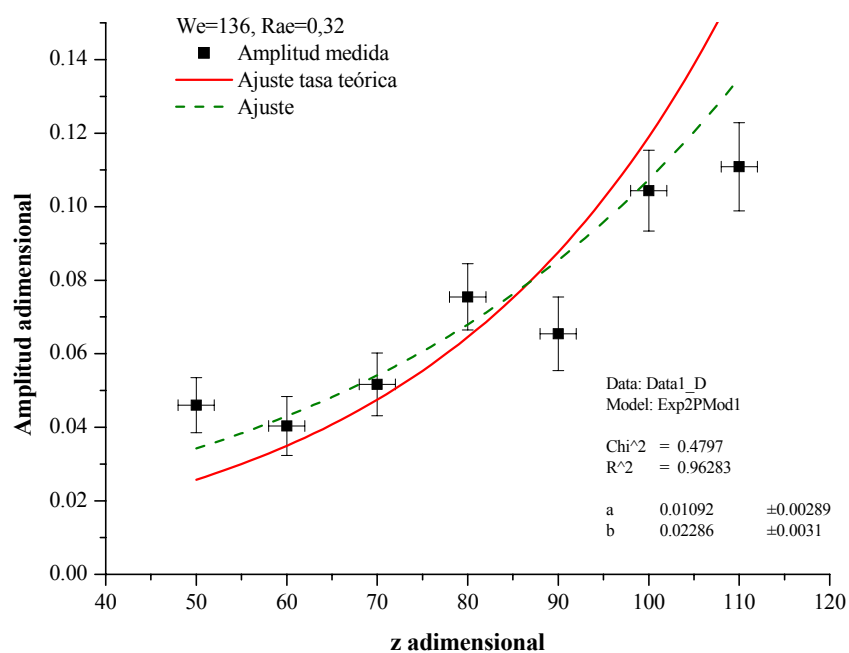
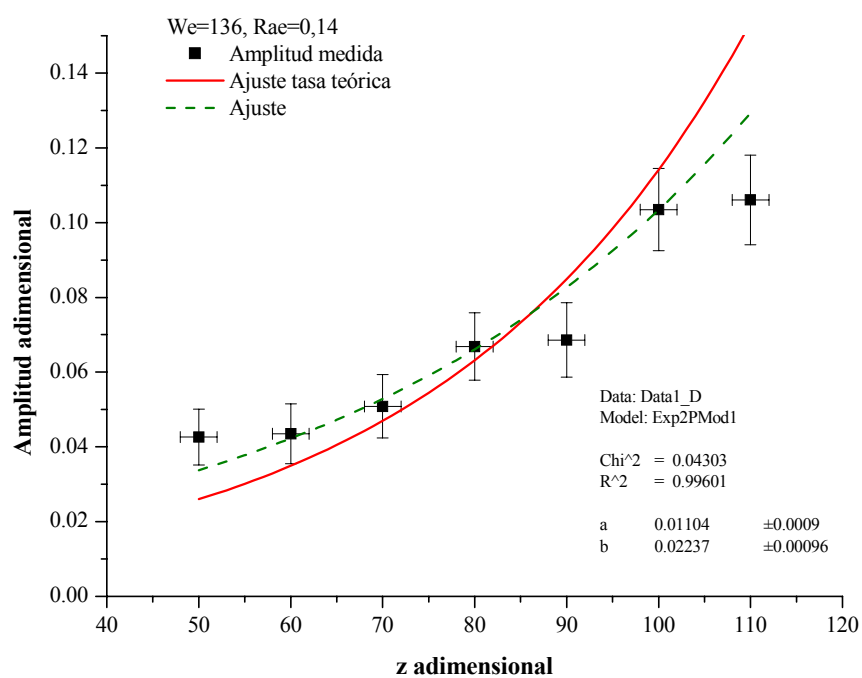
REFERENCIAS

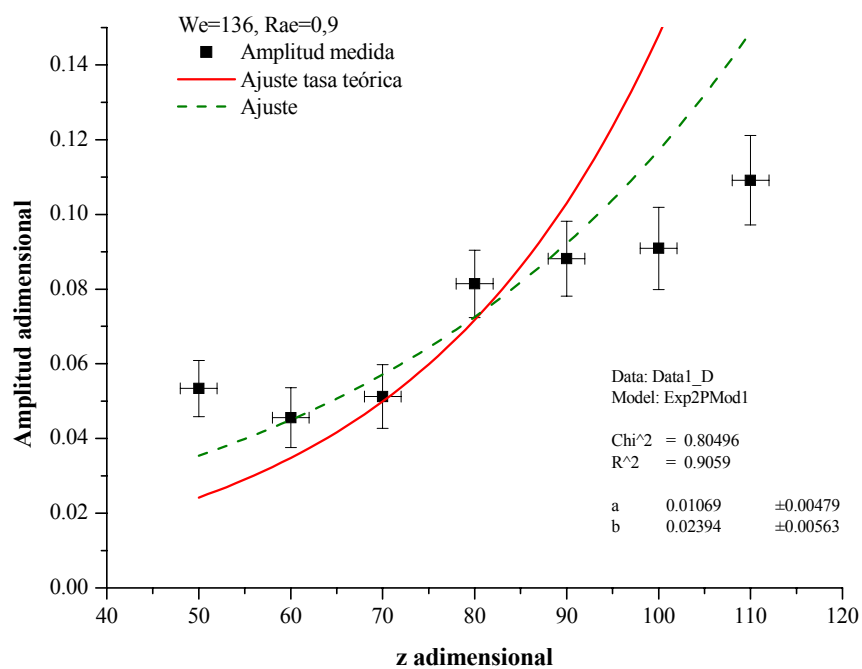
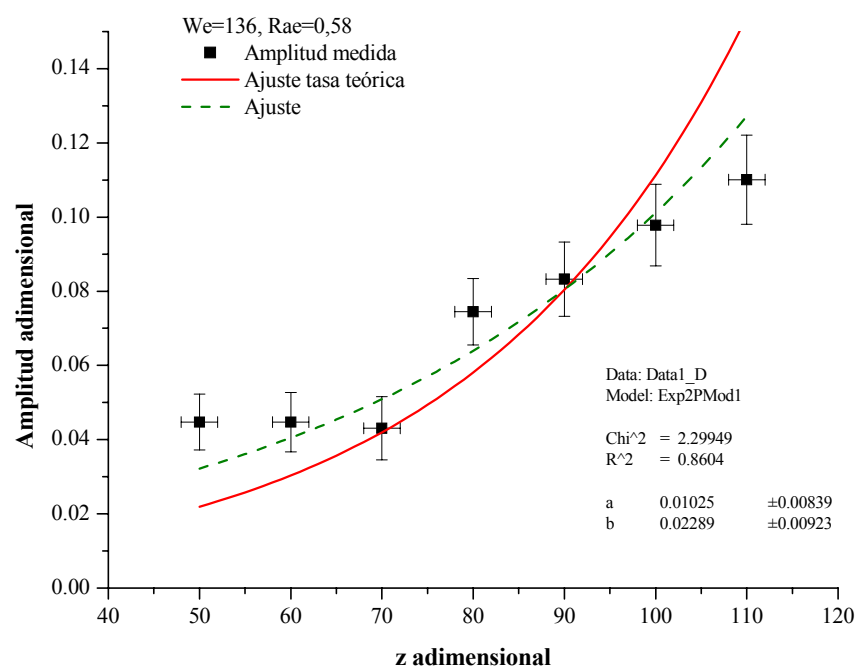
72. ARTANA G. y SEGUIN B., *Effect of an electric field on the response of a liquid jet to a pulse type perturbation*, Inst. Phys. Conf. Ser. 163, (1999) 161-165.
73. MUTOH M. et al, *Convergence and desintegration of liquid jets induced by an electrostatic field*, J. Appl. Phys. 50, (5) (1979) 3174-3179.
74. OGATA K., *Ingeniería de control moderna*, 3° edición, Prentice-Hall, (1998).
75. ARTANA G. et al, *Experiments on the response of an electrified jet to a pulse type perturbation*, Proc. Congrès S.F.E., Poitiers, (1999) 144-148.

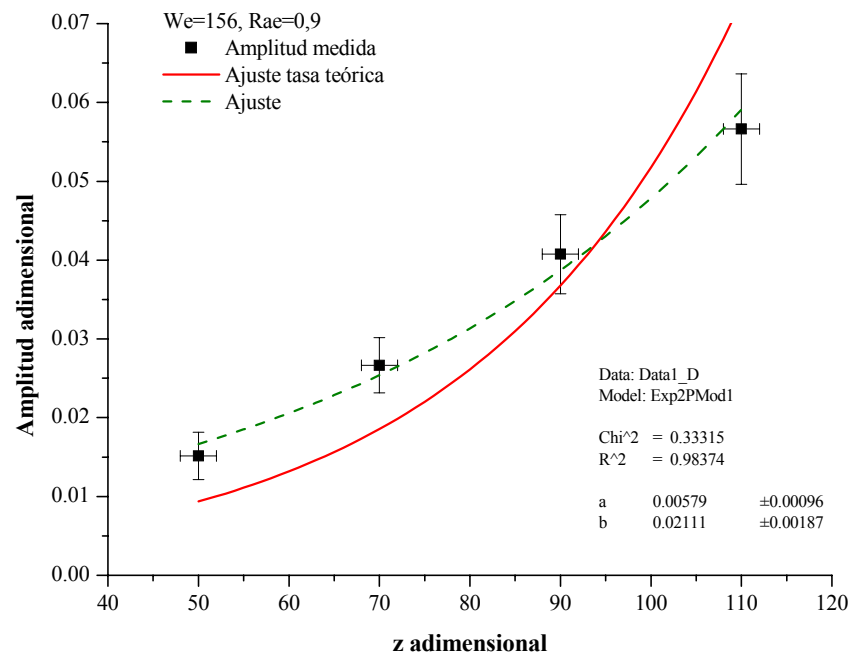
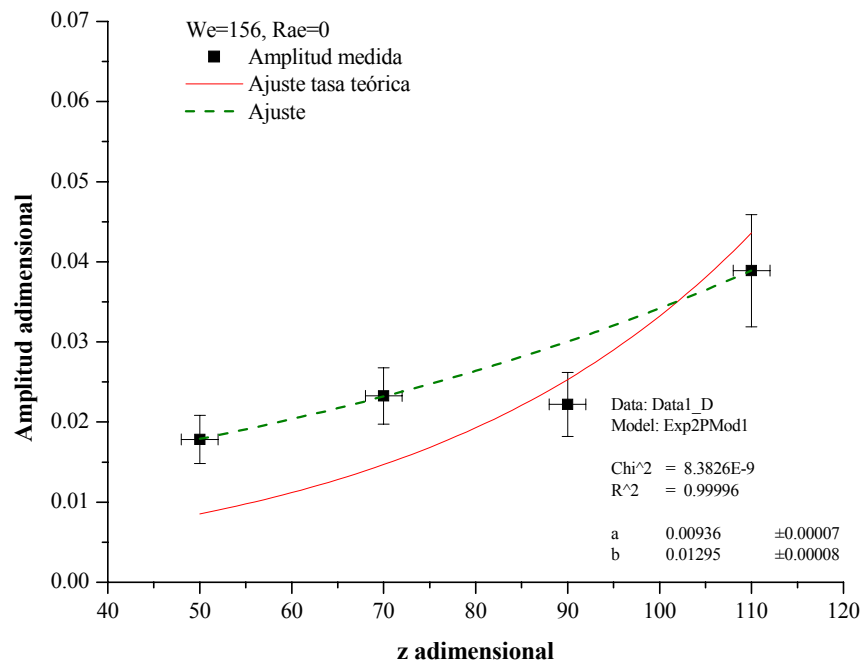
ANEXO 4.I – GRÁFICOS PARA LA EVALUACIÓN DE TASAS DE CRECIMIENTO

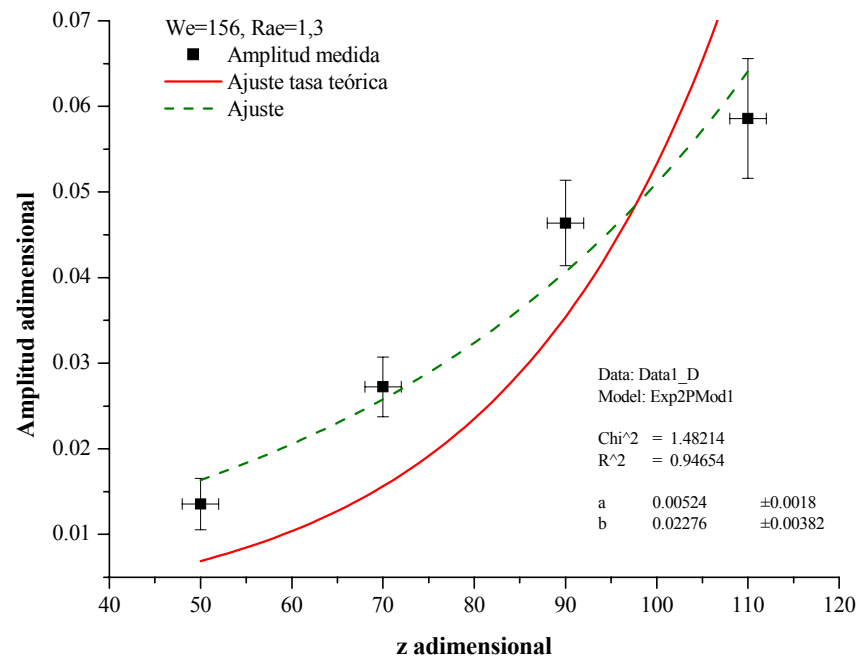












CONCLUSIONES

El objetivo planteado para esta tesis ha sido alcanzado: un estudio experimental de la propagación de perturbaciones pulsantes en un chorro líquido sometido a campos eléctricos pudo ser llevado a cabo.

En este informe, se ha efectuado un tratamiento básico de la dinámica de los chorros líquidos y de sus aplicaciones, en el capítulo 1. Las variables que intervienen en el fenómeno de la inestabilidad de los mismos, junto con la forma en la cual lo hacen, han sido puestas en evidencia. Las diferencias y similitudes que existen entre los chorros líquidos no excitados y los que si lo son, en cuanto a los modos de la superficie perturbada, regímenes, y tipos de ruptura, fueron también tratadas en esa oportunidad, acompañadas con la explicación de las vías usuales de producir la excitación forzada.

En el segundo capítulo el tema del estudio de inestabilidades ha sido abordado con una mayor profundidad. Las formas de llevar a cabo estos estudios, y las clasificaciones corrientes que se emplean para los distintos tipos de inestabilidades han sido tratadas en forma introductoria. Un trabajo teórico desarrollado con anterioridad a éste se presentó en esa ocasión, en forma resumida, dando un marco de referencia para la realización del estudio experimental.

Un dispositivo experimental, de una precisión relativamente alta, ha sido concebido y construido para observar el fenómeno en estudio. La presentación de su principio de funcionamiento y de sus características constructivas ha sido efectuada en el capítulo 3.

Finalmente, en el capítulo 4 se ha dado lugar a la presentación de los resultados experimentales, junto con su discusión y comparación frente a las predicciones teóricas.

Como resultado de lo expuesto a lo largo del mismo, surge que el modelo teórico que fuera presentado acerca del fenómeno que aquí se trata, presenta desviaciones sobre todo

desde el punto de vista cuantitativo. Esas desviaciones podrían ser significativamente reducidas o tal vez anuladas si se tomase en consideración la viscosidad del líquido, otro tipo de perturbación inicial y una no linealidad en el tratamiento matemático de la superficie del chorro perturbado. El desarrollo de una teoría no lineal permitiría además predecir la longitud de ruptura y las características de las gotas que surgen de la ruptura.

Desde un punto experimental, en estudios futuros podrían ser consideradas algunas mejoras. Una mejora que surge de forma inmediata es la modificación del sistema de medida del desplazamiento axial del chorro, ya que el uso de uno mas preciso reduciría el efecto de una de las fuentes de incertidumbre en los resultados. El sistema de presurización del recipiente de líquido podría ser revisado, ya sea empleando un sistema de nivel constante, o bien un sistema de control de la presión del gas inerte mas preciso que el utilizado. La formación del chorro mediante un capilar dispuesto en el extremo de una cámara, a la cual se pueda adosar el piezoeléctrico (en este caso no perforado), podría ser considerada. De esa manera la medición en posiciones mas cercanas al orificio podría ser practicada, aunque algunos efectos no deseados se presentarían (oscilaciones del capilar en voladizo y reflexiones de las ondas de presión dentro de la cámara). Sería interesante por sobre todo, estudiar el fenómeno para valores mas bajos de We . Para ello, el radio del chorro debería ser aumentado si se mantienen las mismas velocidades, pero los efectos gravitatorios se harían mas pronunciados y la limitación por descarga corona se vería potenciada reduciendo el estudio a valores mas bajos de Rae .

Respecto de las aplicaciones, sigue abierta la posibilidad de gobernar a voluntad la transición entre el régimen de un chorro establecido en su configuración inicial y el régimen de goteo, mediante la excitación eléctrica del escurrimiento. No se han obtenido resultados categóricos respecto de la modificación de los límites del paquete de ondas, en ese sentido,

por limitaciones propias del estudio experimental. En el único caso analizado experimentalmente, para el cual se esperaban cambios (aunque pequeños) en el ancho de los pulsos, ninguna modificación ha sido observada tal vez debido al ruido en las señales adquiridas. No obstante, la concordancia cualitativa entre la teoría y las experiencias, que se ha mostrado para el resto de los parámetros de la evolución de estas inestabilidades, permite decir que un dispositivo que posibilite el cambio entre inestabilidades absolutas y convectivas en un chorro líquido, por medio de la excitación con campos eléctricos, tal vez pueda ser desarrollado.

Otra aplicación de los resultados de este trabajo, se abre en la posibilidad de efectuar la medición de caudales en un chorro líquido, en forma continua y poco invasiva para el escurrimiento, lo cual puede ser de gran interés en situaciones para las cuales se necesita una gran precisión y haya transitorios importantes. En efecto, podría idearse un sistema constituido en parte por dos sensores ubicados en diferentes posiciones axiales, que permitan determinar la amplitud máxima del paquete de ondas, a través de ello la tasa de crecimiento y por ende, de manera indirecta, la velocidad del escurrimiento.